

# CONTRIBUTION THÉORIQUE ET EXPERIMENTALE À L'ÉTUDE DU CONTRÔLE DE LA COUCHE LIMITE PAR SOUFFLAGE

Par P. CARRIERE, E. EICHELBRENNER et PH. POISSON-QUINTON

de l'Office National D'Études et de  
Recherches Aéronautiques

L'ANALYSE expérimentale de l'évolution de l'écoulement bidimensionnel incompressible autour d'une aile munie d'un volet de bord de fuite braqué à un angle élevé et comportant un soufflage à l'extrados, de coefficient de quantité de mouvement ( $C_\mu$ ) variable, permet de dégager un certain nombre de propriétés élémentaires dont dépend la solution théorique du problème du contrôle de la couche limite.

Des expériences fondamentales portant sur l'évolution du profil des vitesses dans le cas d'un jet émis le long d'une paroi, soit en écoulement extérieur uniforme, soit en écoulement non uniforme conduisent à une schématisation du processus de mélange et à une tentative d'adaptation de la théorie classique des jets au cas complexe envisagé ici. La solution numérique est ensuite obtenue par une intégration pas à pas soit à l'aide de la méthode des différences finies, soit par une méthode utilisant l'équation intégrale de Kármán. Cette méthode est appliquée au soufflage sur volet en présence d'un gradient antagoniste et les résultats sont comparés avec l'expérience.

Quelques règles pratiques de prévision des performances d'une aile comportant un dispositif de soufflage sur le volet sont enfin discutées, sur la base de résultats expérimentaux récents :

L'analyse simultanée des efforts, des pressions et des profils de couche limite permet de définir convenablement la valeur critique de  $C_\mu$  :  $C_{\mu R}$  correspondant au recollement complet sur le volet,

l'influence des divers paramètres est examinée (braquage, profondeur de volet, position de la fente de soufflage, etc.), en courant plan et sur des ailes d'envergure finie avec et sans flèche.

## NOTATIONS

$U_0$	vitesse à l'infini	$u$	vitesse locale
$U_e$	vitesse à la frontière de la couche limite	$p_0$	pression statique à l'infini
		$p$	pression statique locale

$K_p = \frac{p - p_0}{(\rho_0/2)U_0^2}$	$S_s$	surface de l'aile intéressée par la zone de soufflage
$p_t$	$\lambda$	allongement = $\frac{4b^2}{S}$
$p_{ij}$	$\lambda_\infty$	allongement infini
$\rho_0$	$C_z = \frac{\text{portance}}{(\rho_0/2)U_0^2 S}$	
$q_m$	$C_x = \frac{\text{résistance}}{(\rho_0/2)U_0^2 S}$	
$V_j$	$C_\mu = \frac{q_m V_j}{(\rho_0/2)U_0^2 S}$	: coefficient de quantité de mouvement du soufflage
$x$	$C_{\mu_\infty} = \frac{C_\mu}{S_s/S \cdot \cos^2 \varphi_c}$	
$y$	$i$	incidence
$\delta$	$\alpha_v$	braquage du volet compté normalement à la charnière
$n$	$\alpha_{v//}$	braquage dans le plan contenant $U_0$
$\frac{u}{U_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}$	$\varphi_{0,25}$	flèche moyenne de l'aile
$\epsilon$	$\varphi_c$	flèche de la charnière du volet
$\sigma$	$\theta$	position angulaire de la fente de soufflage
$\eta = \sigma \frac{y}{x}$	$C_{z_{v\infty}}$	portance due au braquage du volet en écoulement bidimensionnel
$l$		
$l_v$		
$2b$		
$S$		

## INTRODUCTION

L'intérêt du soufflage tangentiel à l'extrados d'une aile, en particulier au voisinage de l'articulation du volet de courbure a été reconnu depuis plusieurs années. Les caractères globaux de ce procédé de contrôle de la couche limite ont été mis clairement en évidence, à la suite de nombreux travaux expérimentaux<sup>(1,2,3)</sup>

Il est par exemple bien établi que le paramètre fondamental dont dépend l'efficacité du procédé est la quantité de mouvement émise par la fente de soufflage dans l'unité de temps, ou d'une manière plus précise, le rapport  $C_\mu$  du flux de quantité de mouvement de soufflage à un flux de quantité de mouvement de référence lié à la vitesse de vol et à l'aire de la surface portante intéressée par le jet. Dans chaque cas particulier, il existe une valeur critique  $C_{\mu_R}$  de ce paramètre, caractéristique de recollement complet de l'écoulement jusqu'au bord de fuite et traduisant par conséquent la dépense minimum à mettre en oeuvre pour bénéficier pleinement du procédé.

Le mécanisme même du phénomène suivant lequel le jet agit sur la couche limite pour l'empêcher de décoller est par contre loin d'être pleinement élucidé. C'est qu'en réalité il s'agit d'un problème où intervient le processus du mélange turbulent, dont la compréhension reste encore très imparfaite, malgré les nombreuses recherches qui y ont été consacrées<sup>(4,5,6)</sup>.

L'objet principal de notre exposé sera d'essayer de dégager d'une série d'expériences effectuées récemment à l'ONERA, quelques résultats simples pouvant servir de base à l'élaboration d'une théorie approchée du problème du contrôle de la couche limite.

Ce problème consiste essentiellement à prévoir sur une configuration donnée la valeur critique  $C_{\mu_R}$  du coefficient de soufflage à partir de laquelle le recollement complet de l'écoulement est assuré.

Une série d'expériences effectuées en écoulement bidimensionnel, dans le cas d'un jet tangentiel émis à la paroi, nous a conduit à une schématisation raisonnable du problème rendant possible la solution numérique des équations de Navier-Stokes, relatives à l'écoulement turbulent pour des conditions aux limites données *a priori*. La discussion de la stabilité de chaque solution théorique ainsi obtenue peut être déduite d'un critère de décollement lié à un caractère simple du profil des vitesses au bord de fuite que l'analyse expérimentale nous a permis de mettre en évidence.

Parallèlement à cette recherche fondamentale et pour en combler les lacunes, nous avons examiné à partir de mesures globales, l'influence des divers paramètres qui sont susceptibles d'influencer l'efficacité d'un dispositif de contrôle de couche limite par soufflage sur le volet de courbure.

Ce travail de synthèse nous a permis de dégager des règles de prévision simples utilisables par un bureau d'études au stade de l'avant-projet.

# 1. ANALYSE EXPÉRIMENTALE DE L'ÉCOULEMENT AU VOISINAGE DE LA PAROI

## Expériences à la paroi d'une soufflerie subsonique

Une fente de soufflage tangentiel a été aménagée transversalement sur l'une des parois d'une soufflerie à basse vitesse (50 m/s.). Cette fente avait une très faible hauteur (1,5% de l'épaisseur de la couche limite préexistante). La vitesse de l'écoulement étant maintenue constante dans la région étudiée, on a fait varier progressivement la pression génératrice  $p_{ij}$  du jet de soufflage, et l'on a déterminé les profils de vitesse sur plusieurs normales à la paroi pour chaque valeur de l'intensité de soufflage, caractérisée par le rapport  $\frac{p_{ij}}{p_0}$  (la valeur  $\frac{p_{ij}}{p_0} = 1$  correspond à un soufflage nul).

La fig. 1 représente, à titre d'exemple, une série de profils obtenus en aval de la fente. On aperçoit directement sur ces profils plusieurs zones d'écoulement nettement différenciées.

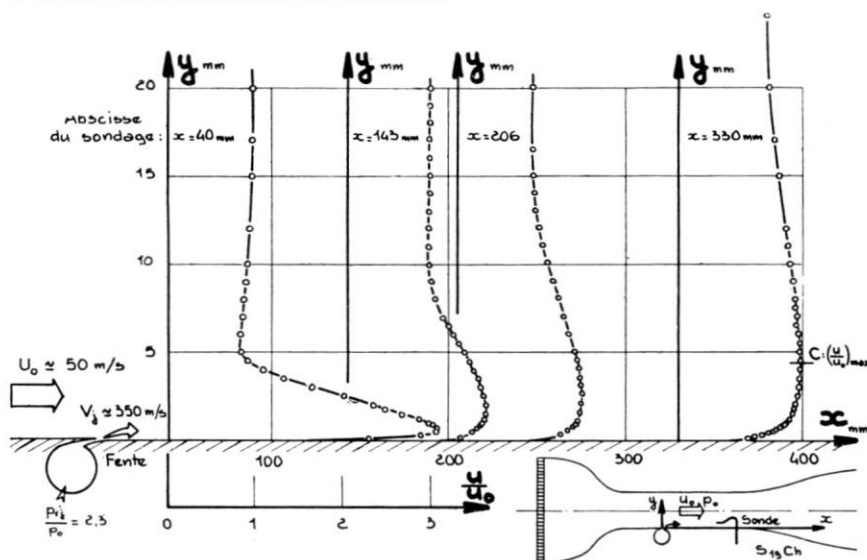


FIG. 1. Distribution des vitesses en aval d'une fente de soufflage.

Soufflerie S<sub>19</sub> CHALAIS -  $\frac{dp}{dx} = 0$

L'utilisation d'un diagramme  $\log u = f(\log y)$  accentue les caractères de ces diverses zones (fig. 2). Nous désignerons par  $A$  le point de chaque normale à la paroi au-dessus duquel la pression génératrice devient uniforme: bien que ce point, qui correspond à la frontière extérieure de la zone visqueuse, ne soit pas exactement défini, les graphiques tels que celui de la fig. 2 permettent de le situer avec une faible marge d'incertitude.

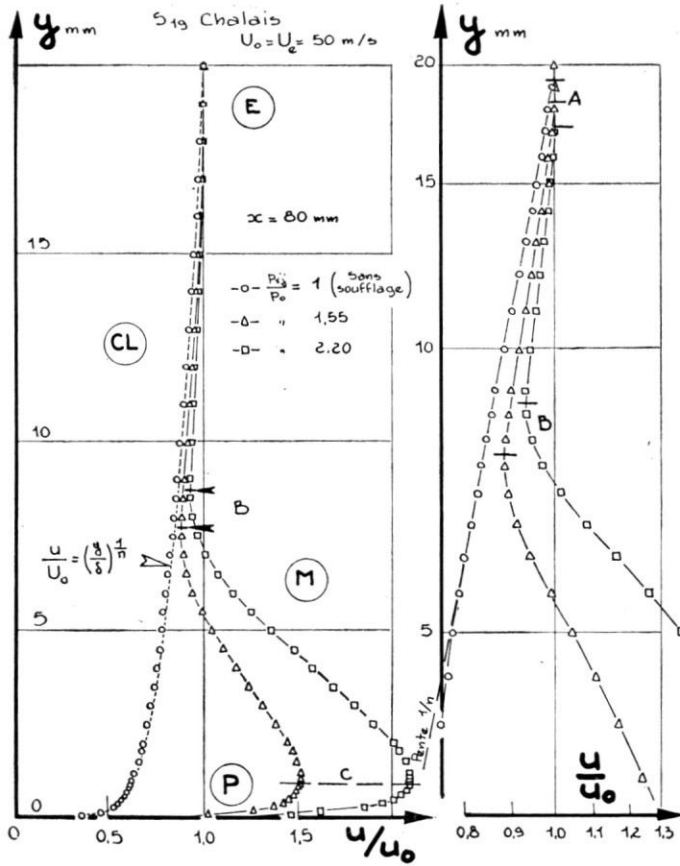


FIG. 2. Frontières de l'écoulement et représentation logarithmique  $(y, u/U_0)$  S<sub>19</sub> Chalais  $U_0 = U_e = 50$  m/s.

Nous désignerons par  $B$ , le point du profil de vitesse où  $u$  passe par un minimum et par  $C$  le point situé au voisinage immédiat de la paroi où la vitesse est maximum.

Les zones d'écoulements successives séparées par les points  $A$ ,  $B$ ,  $C$  sont:

- la zone ( $E$ ), d'écoulement uniforme non visqueux,
- la zone ( $CL$ ), entre  $B$  et  $C$ , où le profil de vitesse présente le caractère d'une couche limite turbulente et peut être représenté par

$$\frac{u}{U_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n} \quad (1)$$

- la zone ( $M$ ), comprise entre  $B$  et  $C$ : dans cette zone se produit l'essentiel du processus de mélange entre le jet et la couche limite;
- la zone ( $P$ ), comprise entre  $C$  et la paroi: dans cette zone le profil de vitesse reprend le caractère d'un profil ordinaire de couche limite

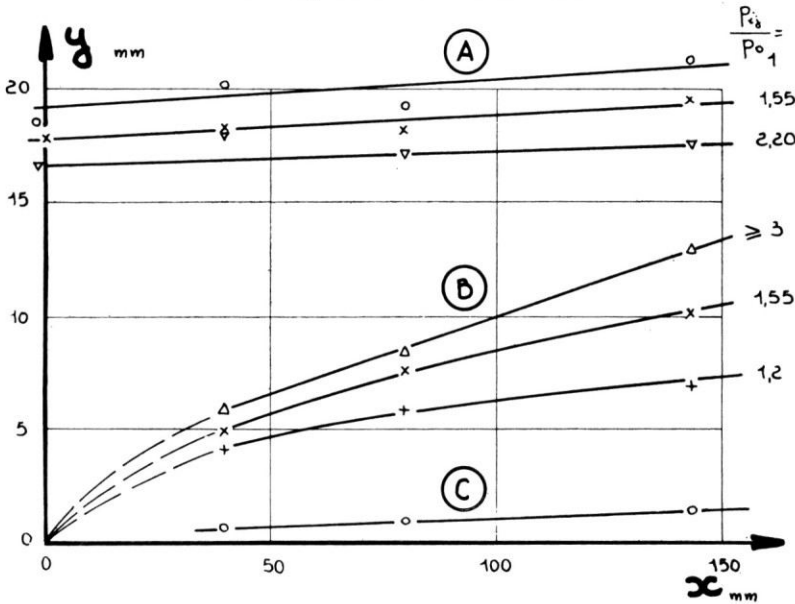


FIG. 3. Soufflerie S<sub>19</sub> CHALAIS - U<sub>0</sub> = 50 m/s.

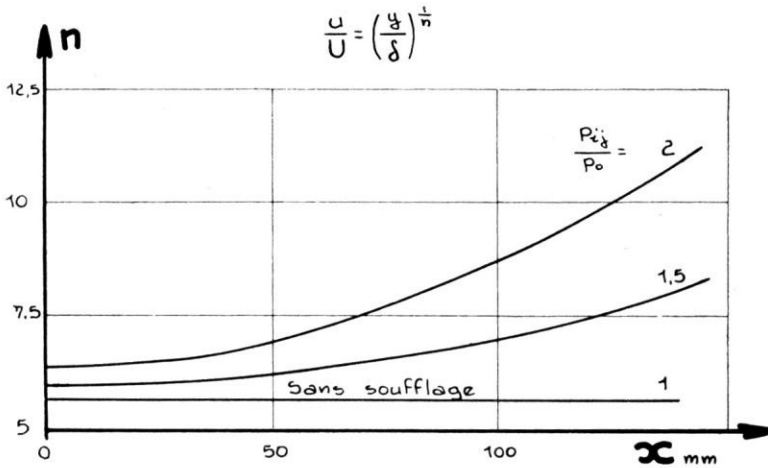


FIG. 4. Exposant de la couche-limite.

laminaire ou turbulente suivant la distance à la fente et la vitesse du jet au point C.

En une station déterminée ( $x = Cte.$ ) en aval ou immédiatement en amont de la fente de soufflage, on peut faire les remarques suivantes (fig. 3 à 5):

- la limite extérieure A de la couche limite s'abaisse lentement pour des soufflages croissants. Cet effet a lieu même dans le voisinage

amont de la fente. A 143 mm en aval de la fente, par exemple, l'épaisseur de couche limite  $\delta = y_A$  passe de 21 mm sans soufflage à 18 mm pour le soufflage maximum étudié ici. Il y a lieu de noter que la détermination de  $A$  est effectuée à 0,5 mm près.

- L'exposant  $n$  qui caractérise suivant (1) le profil de vitesse dans la zone ( $CL$ ) augmente rapidement en fonction de  $p_{ij}/p_0$  et passe, par exemple en  $x = 80$  mm, de la valeur  $n = 5,5$  sans soufflage à la valeur  $n = 8,5$  pour le soufflage maximum étudié. En  $x = 143$  mm, où nous avons systématiquement étudié des soufflages plus élevés,  $n$  est pratiquement infini pour  $p_{ij}/p_0 = 3$ , l'entraînement provoqué par le soufflage redonnant alors à la couche limite la vitesse de l'écoulement extérieur.

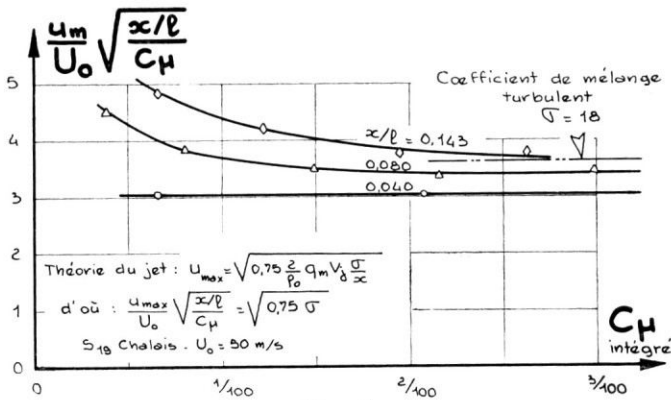


FIG. 5.

Le point  $B$ , où la vitesse passe par un minimum, s'élève progressivement pour des soufflages croissants et se fixe à une altitude limite à partir d'une certaine valeur de  $p_{ij}/p_0$ . En  $x = 143$  mm, cette valeur a dû être poussée à cet effet, jusqu'à  $p_{ij}/p_0 = 3$ . Dans les sections plus rapprochées de la fente, la limite est atteinte pour  $p_{ij}/p_0 \simeq 2$ .

Le point  $C$ , lieu du maximum de vitesse se fixe dès les plus faibles valeurs de  $p_{ij}/p_0$  à une altitude déterminée.

Si l'on étudie maintenant l'évolution, en fonction de  $x$ , des différents caractères que nous venons de signaler, on trouve les résultats suivants:

pour une intensité de soufflage donnée, l'épaisseur  $\delta = y_A$  de la couche limite augmente lentement en fonction de  $x$ : étant donnée l'imprécision théorique et pratique de la détermination du point  $A$ , nous admettons plus loin que  $\delta$  reste sensiblement constant jusqu'à 143 mm en aval de la fente  $F$ .

Les points  $B$  se placent sur une courbe ( $B$ ) sensiblement rectiligne, sauf au voisinage de la fente. Lorsque le coefficient de soufflage augmente, cette courbe tend vers une position limite de pente

0,07, mais qui couperait l'axe  $y = 0$  à 50 mm en amont de la fente.

Le lieu des points ( $B$ ) rejoint la frontière ( $A$ ) à 200 mm environ en aval de  $F$ . A partir de cette abscisse la zone ( $CL$ ) disparaît et la zone de mélange ( $M$ ) se raccorde directement avec l'écoulement extérieur.

Ce phénomène auquel la théorie classique peut facilement être adaptée ne sera pas étudié ici.

Les points  $C$  se placent sur une droite ( $C$ ) de pente voisine de 0,01, passant sensiblement par la fente de soufflage, et pratiquement indépendante de l'intensité du soufflage.

L'exposant  $n$  est à peu près constant sans soufflage (sa variation autour de  $n = 5,5$  peut être imputée à une légère instabilité des mesures constatée au cours des essais dans ce cas).

Pour une intensité de soufflage donnée, la fonction  $n(x)$  est rapidement croissante, ce qui traduit une stabilisation de la couche limite due au phénomène d'entraînement.

Pour comparer le comportement de l'évolution de la vitesse maximum sur ( $C$ ) avec l'évolution prévue par la théorie des jets libres en atmosphère immobile, nous avons rapporté la vitesse maximum locale à  $\sqrt{x}$  et à  $\sqrt{C_\mu}$  (ce dernier coefficient étant calculé pour une longueur de référence arbitraire de  $l = 1$  m). On sait que la théorie des jets libres prévoit que la grandeur  $\frac{u_{\max} \sqrt{x/l}}{U_0 \sqrt{C_\mu}}$  doit rester

constante.

La fig. 5 montre que cette condition est réalisée pour  $x = 40$  mm ( $x/l = 0,04$ ).

Pour des abscisses plus grandes, il semble que ce résultat se retrouverait peut-être pour de très fortes valeurs de l'intensité de soufflage. Nous admettrons dans le cadre de cette étude que jusqu'à  $x = 40$  mm, soit sur  $x \cong 2\delta$ , on peut assimiler le jet à un demi-jet libre.

L'ensemble de ces remarques nous a permis d'obtenir en vue d'une exploitation théorique ultérieure, une représentation générale de l'évolution du profil des vitesses au-dessus du lieu ( $C$ ) sous la forme

$$u = U_e \left( \frac{y}{\delta} \right)^{\frac{1}{n}} + u_{\max} \exp.[-(\sigma y/x)^2]$$

Cette équation interprète visiblement chaque profil des vitesses comme s'il était constitué d'un profil de couche limite de la forme (1) auquel se superpose un profil du type jet libre dont on a ajusté les coefficients de manière à retrouver la forme classique pour  $U_e = 0$  et à représenter convenablement l'ensemble de nos résultats d'essais.



La figure 6 montre que l'accord avec l'expérience est assez bien assuré pour justifier l'emploi de la formule (3) dans le cadre d'une théorie globale du type de von Kármán pour l'étude de ce phénomène.

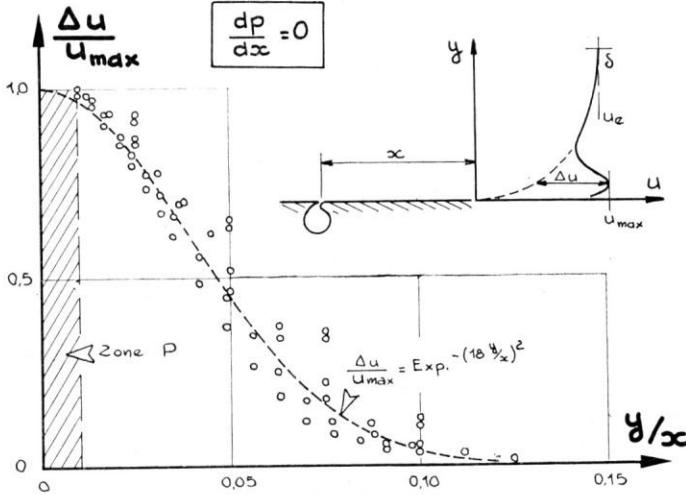


FIG. 6.

#### *Expériences sur une aile bidimensionnelle avec volet de courbure*

Une tranche d'aile placée entre panneaux de manière à réaliser un écoulement bidimensionnel a été étudiée dans deux souffleries différentes (annexe A) à des nombres de Reynolds de  $1,5 \cdot 10^6$  et de  $2,5 \cdot 10^6$ . Cette aile est munie d'un volet de courbure braquable et d'une fente de faible hauteur permettant de réaliser un soufflage tangentiel uniforme le long de l'envergure (fig. 7). L'intensité de ce soufflage est caractérisée par le coefficient  $C_\mu$  déjà défini.

En l'absence de soufflage, l'écoulement est décollé à l'articulation du volet.

Pour des  $C_\mu$  croissants, le recollement se produit de plus en plus en aval de la fente et atteint le bord de fuite lorsque  $C_\mu \approx 0,025$ .

Une visualisation de l'écoulement obtenue par H. Werlè au tunnel hydrodynamique indique les phases successives que nous venons d'évoquer.\*

L'analyse des pressions et des vitesses en fonction de  $C_\mu$  a été effectuée sur deux volets de profondeur différente (15% à Chalais et 27,5% à Cannes) dans diverses sections pour l'incidence nulle de l'aile et un braquage du volet de  $60^\circ$ . Elle a fourni les résultats suivants:

le coefficient de pression sensiblement constant en l'absence de soufflage subit des variations très importantes, pour des  $C_\mu$  croissants (fig. 7).

\* Un film en couleurs sur ce sujet a été présenté au cours de cet exposé.

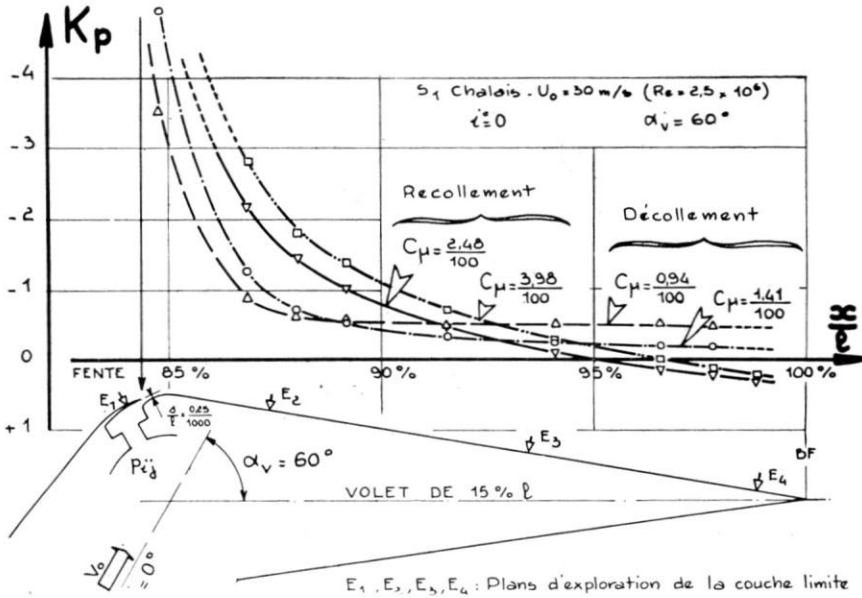


FIG. 7. Pressions statiques sur l'extrados du volet.

Un soufflage même très faible produit en amont de la fente (en  $E_1$ ) une forte accélération de la couche limite, mais, comme le montre la

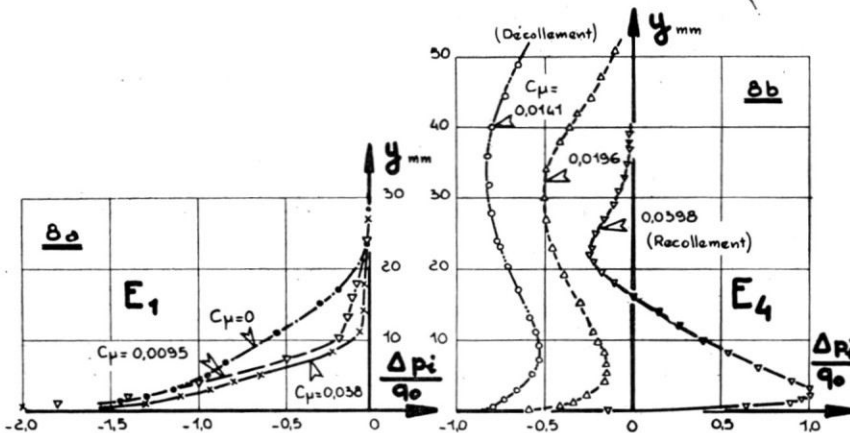
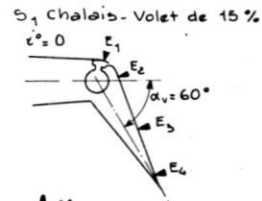


FIG. 8. Pressions d'arrêt en amont (a) et en aval, (b) de la fente.

fig. 8(a) où l'on a reporté les pressions d'arrêt en fonction de  $y$ , l'épaisseur totale de la couche limite en ce point ne subit pas de variation très

notable. Elle reste de l'ordre de 20 mm, par exemple, dans les essais de Chalais, soit 2% de la corde.

Le gradient normal de la pression à la paroi est très faible (fig. 9), sauf

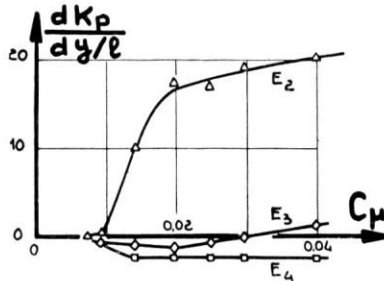


FIG. 9. Gradient de pression statique normal à la paroi.

au voisinage de l'articulation du volet en raison de la forte courbure. Sous cette réserve, nous serons donc autorisés à appliquer les hypothèses classiques de la couche limite.

Dans une section donnée, en aval de  $F$ , dès que le recollement local s'est produit, on peut définir sur chaque profil de vitesse les zones d'écoulement déjà mises en évidence dans le cas simple initial, séparées par les 3 points A, B, C (fig. 10).

La vitesse dans la zone (CL) comprise entre A et B peut être représentée par une loi de la forme (1) comme le montre la partie droite de la figure 11 tracée en coordonnées logarithmiques.

Lorsqu'on fait varier  $C_\mu$  depuis une valeur nulle jusqu'à la valeur qui assure le recollement, les points A, B, C évoluent et tendent vers une position limite. De même l'exposant  $n$  qui définit l'allure du profil des vitesses dans la zone (CL) augmente (fig. 12).

Si le décollement se produit dans une section, le jet reste collé à la paroi et la séparation se produit entre le jet et l'écoulement général (fig. 8(b)).

La même étude effectuée dans diverses sections et pour diverses valeurs de  $C_\mu$  a permis de définir les limites (A), (B), (C) ainsi que la variation de  $n$  en fonction de  $x$  pour un  $C_\mu$  donné (figure 13 et 14a, b). Les résultats essentiels de cette étude sont résumés ci-dessous:

- 1°/ la frontière extérieure (A) de la zone de couche limite (CL) s'écarte rapidement de la paroi, quand on s'éloigne de la fente
- 2°/ la frontière (B) entre (CL) et la zone de mélange (M) s'écarte de la paroi proportionnellement à l'abscisse curviligne  $x$  suivant la loi  $y \simeq 0,12x$ .

Contrairement à ce qui se passe dans le cas de l'écoulement isobare, la ligne (B) ne rejoint pas la frontière extérieure (A), de sorte qu'il existe toujours dans les cas considérés une couche limite (CL) au dessus de (M)

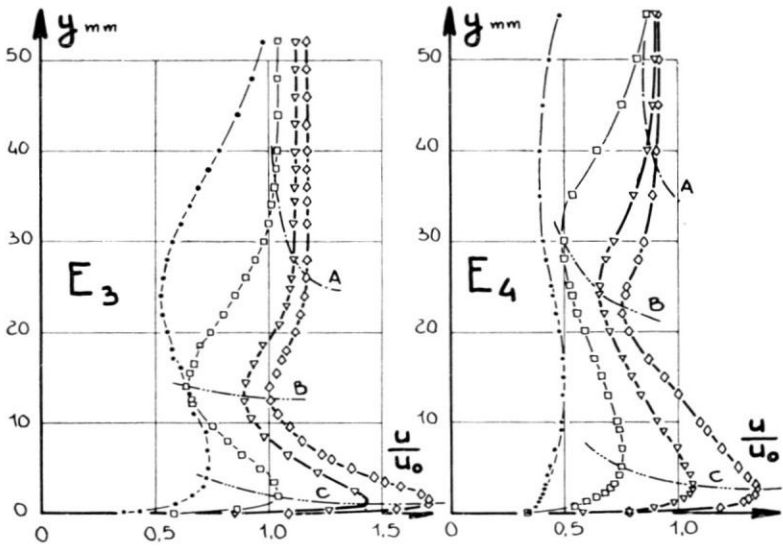
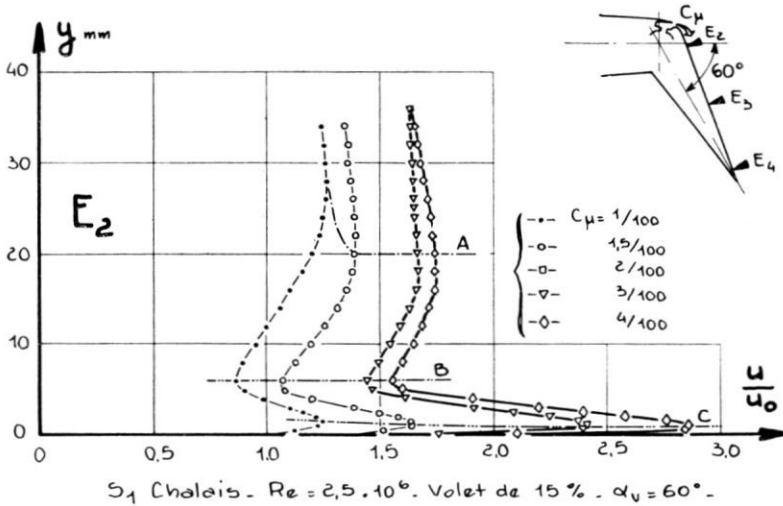


FIG. 10.

- 3°/ la frontière (C), peu sensible à  $C_{\mu}$ , s'écarte de la paroi suivant la loi  $y \cong 0,01 x$  comme dans le cas de l'écoulement uniforme
- 4°/ l'exposant  $n$  qui caractérise le profil de vitesse dans la zone (CL) est une fonction décroissante de  $x$ ; cette variation traduit la diminution rapide de stabilité de cette zone sous l'effet du gradient de pression. On remarquera que même pour des  $C_{\mu}$  voisins du  $C_{\mu R}$  de recollement, les valeurs de  $n$  descendent nettement au dessous de l'unité, ce qui dans le cas d'une couche limite sans soufflage entraînerait nécessairement un décollement. Dès que le recollement

est assuré, on constate une brusque augmentation de  $n$ , qui reprend alors une valeur de l'ordre de 6 (fig. 14(a) et 18(d))

- 5°/ en une station  $x$  donnée, la variation de  $u_{\max}$  au point C (fig. 15a) est approximativement proportionnelle à  $\sqrt{C_\mu}$ . Quand  $x$  augmente, à  $C_\mu$  donné,  $U_{\max}$  diminue beaucoup plus vite que  $1/\sqrt{x}$ . Ainsi le jet n'obéit plus aux lois simples du jet libre, son intensité subit fortement l'influence du gradient de pression défavorable; l'expérience semble montrer une évolution de  $u_{\max}$  en  $1/\sqrt[3]{x}$  (fig. 15b)

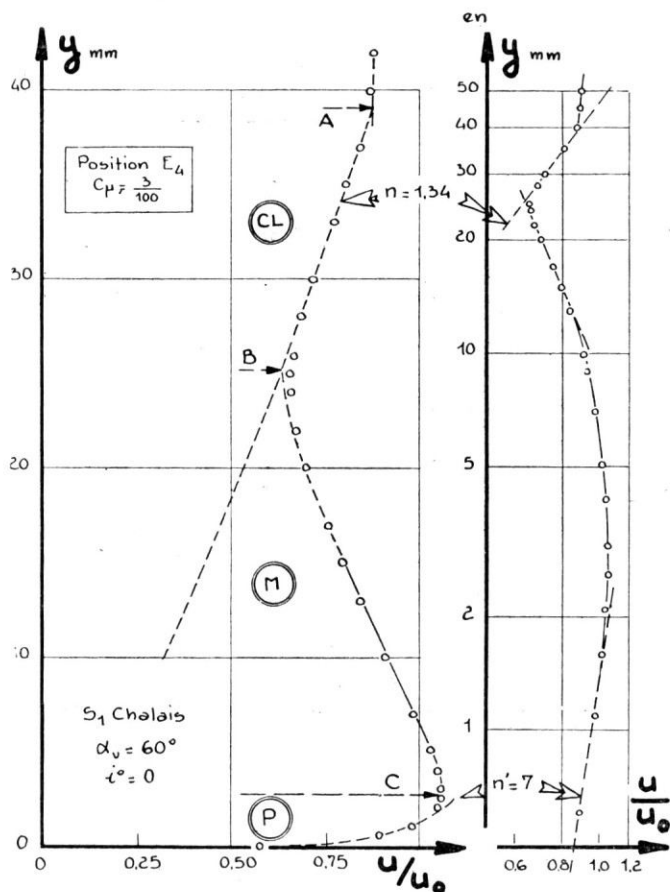


FIG. 11. Détermination des frontières d'écoulement et des exposants de couche limite en (log,log).

- 6°/ Dans la zone (P) l'évolution du profil de vitesse est la même que dans le cas d'une couche limite ordinaire, d'abord laminaire près de la fente, puis devenant turbulente (fig. 11) près du bord de fuite

7°/ Comme dans le cas de l'écoulement isobare, quoique avec moins de précision, il est possible de représenter l'ensemble des profils de vitesse sous la forme :

$$\frac{u}{U_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^n + \frac{u_{\max}}{U_e} \cdot \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \sigma \frac{y}{x}\right)$$

à condition de limiter cette représentation au domaine  $y/x \geq 0,01$ , c'est-à-dire en excluant la zone (P). La valeur de  $\sigma$  est de l'ordre de 20 (fig. 15c).

*Critère local de décollement*

L'analyse des résultats de mesures globales (portance et trainée) en fonction de  $C_\mu$ , qui fera l'objet de la 3ème partie de cet exposé a permis

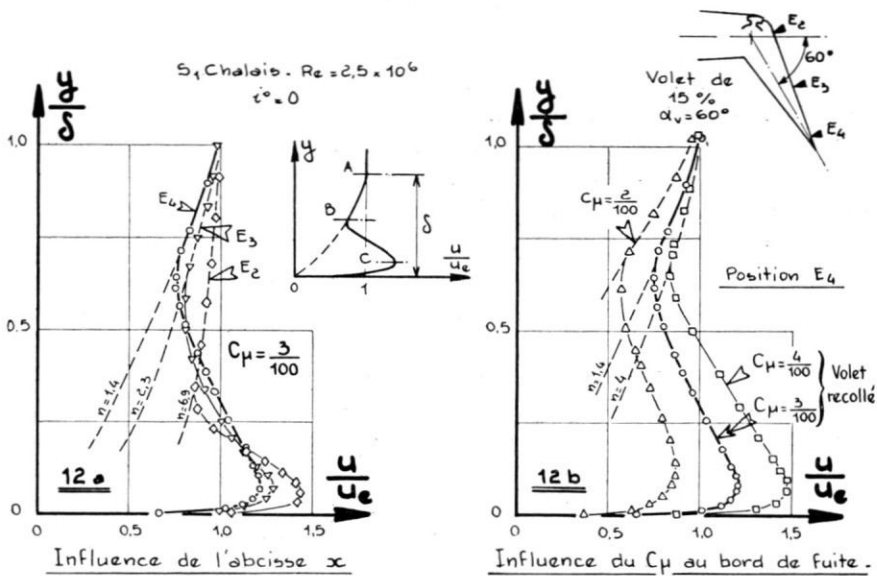


FIG. 12. (a) Influence de l'abscisse x.  
(b) Influence de  $C_\mu$  au bord de fuite.

de définir en écoulement bidimensionnel une valeur critique  $C_{\mu R}$  caractéristique du recollement dans chaque cas particulier. En comparant ce résultat avec ceux des mesures locales examinées ici, nous avons constaté que :

- 1°/ pour cette valeur particulière de  $C_\mu$  la vitesse  $u_{\max}$  dans le jet prenait au bord de fuite la valeur  $u_{\max} = U_{\text{exterieur}}$
- 2°/ pour des valeurs de  $C_\mu$  légèrement supérieures à  $C_{\mu R}$ , l'exposant  $n$  est une fonction rapidement croissante de  $C_\mu$ .

Si donc, par un moyen quelconque l'on parvient à calculer l'évolution du profil de vitesse jusqu'au bord de fuite, pour un  $C_\mu$  donné, *en supposant réalisé l'écoulement potentiel théorique*, le  $C_\mu$  choisi sera le  $C_{\mu_R}$  de recollement si les deux remarques ci-dessus sont vérifiées au bord de fuite. Sinon, le  $C_{\mu_R}$  choisi pour le calcul sera insuffisant, en fait, pour éviter le décollement avant le bord de fuite.

## 2. INTERPRETATION THÉORIQUE DES RESULTATS

Nous supposons connues l'évolution des vitesses dans l'écoulement extérieur, définie par une loi  $U_e(x)$ , ainsi que la couche limite initiale au droit de la fente  $F$  de soufflage, caractérisée par l'exposant  $n$  et l'épaisseur  $\delta$  :

$$\frac{u(0, y)}{U_e(0)} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (2)$$

Ces données peuvent être obtenues, par exemple, à l'aide d'un calcul théorique de l'écoulement potentiel, suivi d'un calcul de couche limite jusqu'à la fente, par une méthode classique.

Il s'agit de déterminer l'évolution du profil des vitesses dans la zone visqueuse en aval de  $F$  pour un coefficient de soufflage  $C_\mu$  donné, en supposant réalisées les conditions initiales et aux limites ci-dessus.

La comparaison des résultats ainsi obtenus avec le critère local de décollement défini dans le paragraphe précédent permettra alors de juger si le  $C_\mu$  étudié est suffisant pour assurer le contrôle de la couche limite.

Nous utiliserons les résultats essentiels de l'analyse expérimentale pour aboutir à une schématisation acceptable du problème.

On peut, tout d'abord, faire abstraction de la zone ( $P$ ) de faible épaisseur, où le comportement de l'écoulement s'est révélé insensible aux conditions extérieures autres que l'évolution de la vitesse  $U_{\max}$  sur  $C$ ; le problème est donc réduit à l'étude de l'écoulement dans les zones ( $M$ ) et ( $CL$ ). Lorsque cet écoulement sera déterminé, la zone ( $P$ ) sera étudiée en deuxième approximation par un calcul de couche limite classique, la loi d'évolution de la vitesse  $U_{\max}$  étant alors connue, et jouant dans ce calcul le rôle de la distribution des vitesses extérieures. Ce problème ne présente pas de difficulté particulière.

En ce qui concerne les zones ( $M$ ) et ( $CL$ ), l'expérience a montré la possibilité d'y représenter le profil des vitesses sous forme d'une somme

$$u = u' + u'' \quad (3),$$

où  $u'$  correspond au profil des vitesses dans ( $CL$ ) prolongé jusqu'à la paroi suivant la loi:  $U_e \cdot \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/n}$ , et  $u''$  une vitesse complémentaire dans la zone ( $M$ ). Nous admettons que dans ( $CL$ ) tout se passe comme s'il s'agissait d'une couche limite ordinaire s'étendant jusqu'au voisinage

immédiat de la paroi et se développant sous l'action, d'une part du gradient de pression imposé par l'écoulement extérieur, d'autre part d'une sous-couche pariétale d'entraînement, équivalente à  $(M)$ , mais d'épaisseur négligeable. Cette dernière action peut s'exprimer sous la forme d'un coefficient de frottement négatif; les méthodes de calcul connues de la couche limite fourniront alors en principe  $\delta(x)$  et  $n(x)$ , c'est-à-dire la fonction  $u'$ .

La fonction complémentaire  $u''$  sera ensuite calculée de manière que (3) satisfasse aux équations générales de continuité et de quantité de mouvement, compte tenu des véritables conditions aux limites du problème.

Ce dernier calcul sera effectué, soit par une intégration des équations de Navier-Stokes par la méthode des différences finies, soit par une méthode intégrale du type de von Kármán. Tel est le principe de la méthode dont nous allons maintenant analyser le développement.

Tandis que le gradient de pression, imposé par l'écoulement extérieur, peut être considéré, comme connu, la condition pariétale d'entraînement nécessaire pour le calcul de  $u'$  pourra être représentée, compte tenu des remarques précédentes, par l'expression :

$$\frac{\tau'_0}{\rho} = \epsilon(x) \cdot \frac{\Delta u}{\Delta y} = \epsilon(x) \cdot \frac{u(B) - u(C)}{y(B) - y(C)} \quad (4)$$

dans laquelle  $\epsilon(x)$  est un coefficient qui représente la viscosité cinématique apparente en régime turbulent.

Ce coefficient doit satisfaire aux six conditions suivantes :

- Pour  $u' \equiv 0$ ,  $\epsilon$  doit coïncider avec celui défini pour le jet plan;
- $\epsilon$  doit être positif et satisfaire à la condition de symétrie par rapport à  $y = 0$ ;
- $\epsilon$  ne doit pas dépendre de la turbulence dans la partie non affectée par le jet (sans préjuger de la limite à partir de laquelle l'action du jet s'annule);
- la définition de  $\epsilon$  doit tenir compte de la présence de la paroi pour  $y = 0$  ainsi que de la forme du profil des vitesses dans la zone de mélange;
- la quantité de mouvement initiale du jet doit être conservée; elle doit essentiellement intervenir dans la définition de  $\epsilon$ ;
- $\epsilon$  doit être une fonction continue de  $x$ , même au passage au cas (limite) du jet plan.

Ces six conditions sont visiblement satisfaites par la forme de  $\epsilon$  suivante :

$$\epsilon = \frac{\int_0^{\infty} (0,125y)^2 \cdot \left| \frac{\partial(u - u')}{\partial y} \right| dy}{\int_0^{\infty} \frac{u^2 - u'^2}{u_{\max}^2} \cdot dy} \quad (5)$$



le coefficient numérique 0,125 ayant été choisi d'après les résultats connus, pour satisfaire à la condition (a).

Si nous rappelons maintenant que d'après nos résultats d'essais, la forme générale du profil des vitesses dans les zones (*M*) et (*CL*) peut être représentée par

$$\frac{u}{U_e} = \frac{u'}{U_e} + \frac{u''}{U_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}} + \frac{u_{\max}}{U_e} \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right) \quad (3')$$

nous sommes en mesure d'explicitier le second membre de l'équation (4). En effet, l'épaisseur de la zone (*P*) (toujours voisine de 1%) étant négligée, et le lieu de *B* pouvant être assimilé à une droite de pente 10%, nous pouvons écrire immédiatement :

$$\frac{\Delta u}{\Delta y} = \frac{u(B) - u(C)}{y(B) - y(C)} = \frac{U_e \left(\frac{x}{10\delta}\right)^{\frac{1}{n}} - u_{\max}}{x/10} \quad (6)$$

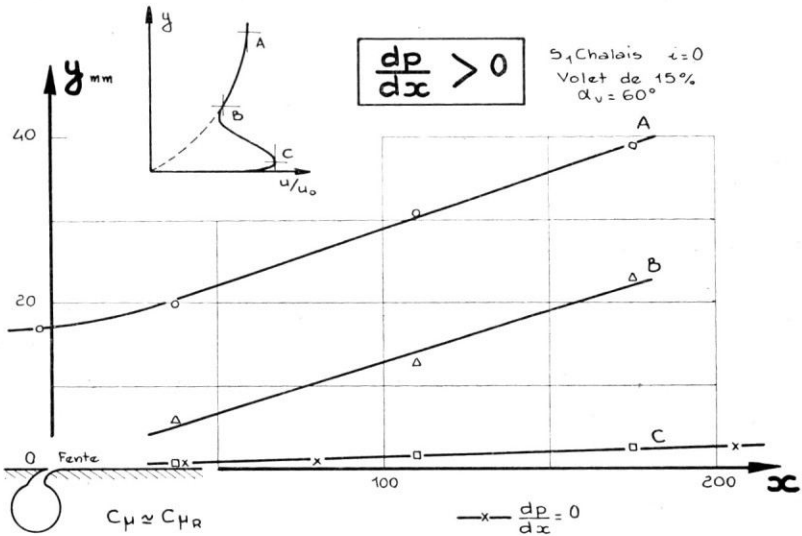


FIG. 13.

D'autre part, compte tenu de (3'), l'expression (5) s'intègre et donne :

$$\epsilon = 5,415 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{u_{\max}^3}{V_j^2} \cdot \frac{x^2}{h}$$

où *h* (hauteur de la fente) et *V<sub>j</sub>* (vitesse de sortie du jet) sont des données.

Le coefficient de frottement pariétal s'écrit alors :

$$\frac{\tau_0'}{\rho u_{\max}^2} = 5,415 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{x}{h} \cdot \left(\frac{u_{\max}}{V_j}\right)^2 \cdot \left[\frac{U_e}{u_{\max}} \cdot \left(\frac{x}{10\delta}\right)^{\frac{1}{n}} - 1\right] \quad (7)$$

Pour une valeur suffisante de *u<sub>max</sub>* ce coefficient prend une valeur négative, et traduit ainsi l'entraînement dû au jet.

La couche limite  $u'$  (fictive en  $(M)$ , réelle en  $(CL)$ ), obéit alors à la loi connue de von Kármán :

$$\frac{d}{dx} (U_e^2 \delta_2') + \frac{dU_e}{dx} U_e \delta_1' = \frac{\tau_0'}{\rho} \quad (8),$$

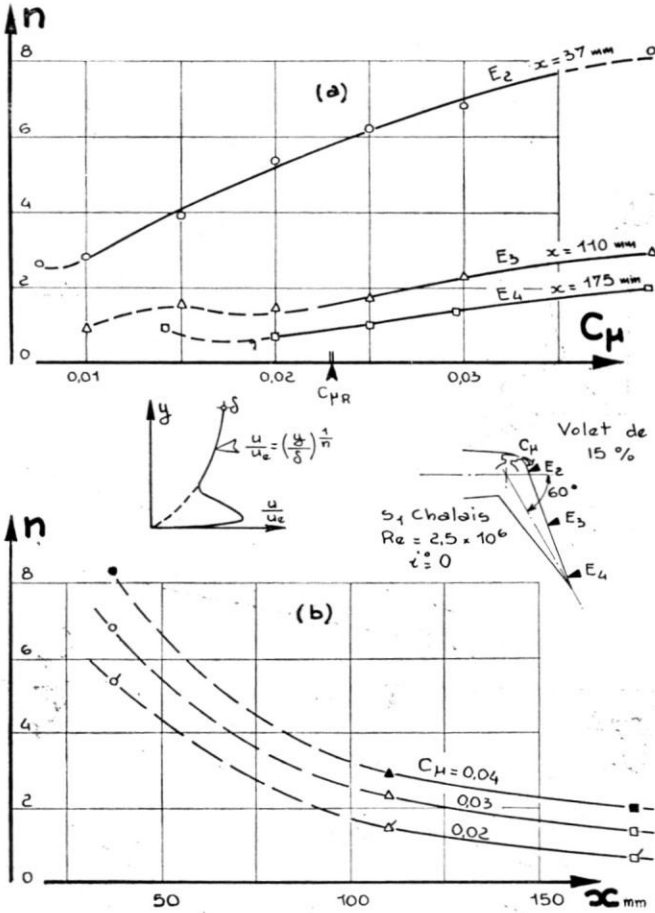


FIG. 14. Exposant  $n$  de la couche limite.

forme dans laquelle on peut poser, puisque  $u'(y)$  est un profil de puissance :

$$\int_0^{\infty} u'(U_e - u') dy = U_e^2 \delta_2' = \frac{n}{(n+1)(n+2)} \delta U_e^2$$

$$\text{et; } \int_0^{\infty} (U_e - u') y = U_e \delta_1' = \frac{\delta U_e}{n+1}$$

tandis que  $\frac{\tau_0'}{\rho}$  est donné par (7).

(8) est alors une équation qui contient trois inconnues:  $n$ ,  $\delta$  et  $U_{\max}$ . Une deuxième relation entre ces inconnues est fournie, par exemple, comme dans la théorie classique, par la relation de Gruschwitz, tirée de l'expérience, sur le paramètre de forme  $\eta = 1 - (\delta'_2/\delta')^{2/n}$ :

$$\delta'_2 \frac{d(U_e^2 \eta)}{dx} + 0,00894 (U_e^2 \cdot \eta) = 0,00461 U_e^2 \quad (9)$$

Les éqs. (8) et (9) permettront un calcul classique des profils  $u'$  et, par conséquent, de l'écoulement dans la zone (CL), si l'on dispose d'un moyen

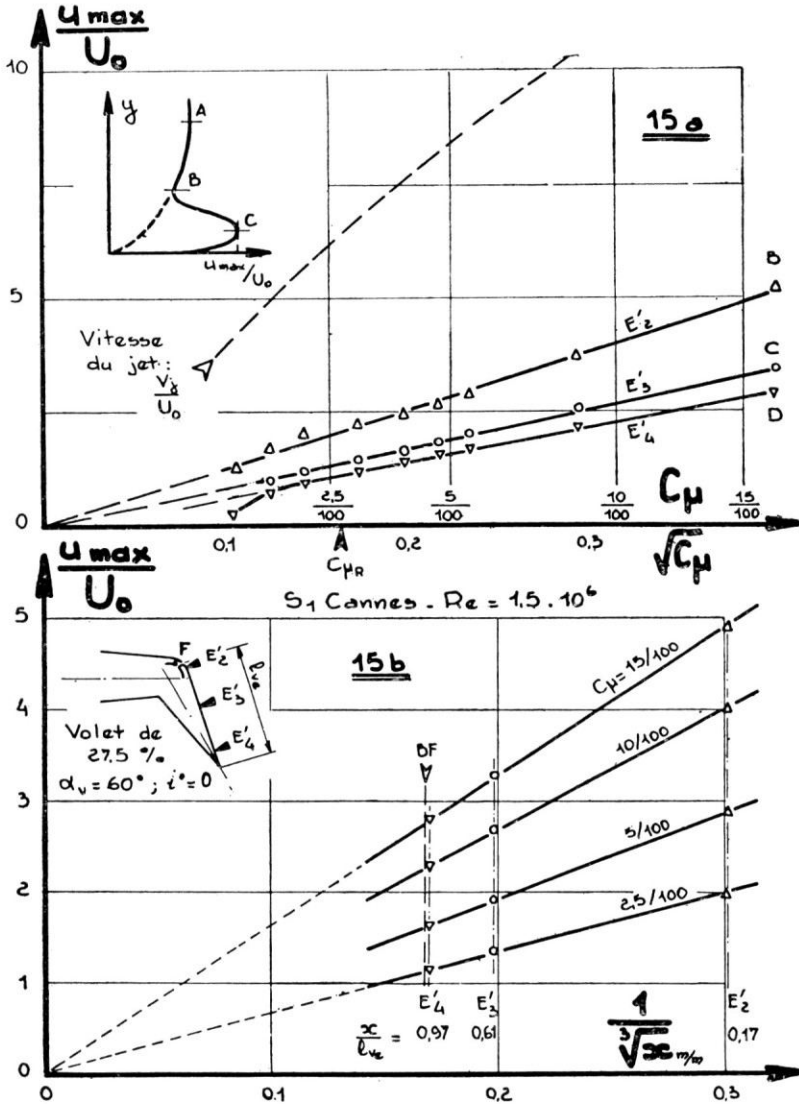


FIG. 15a, b

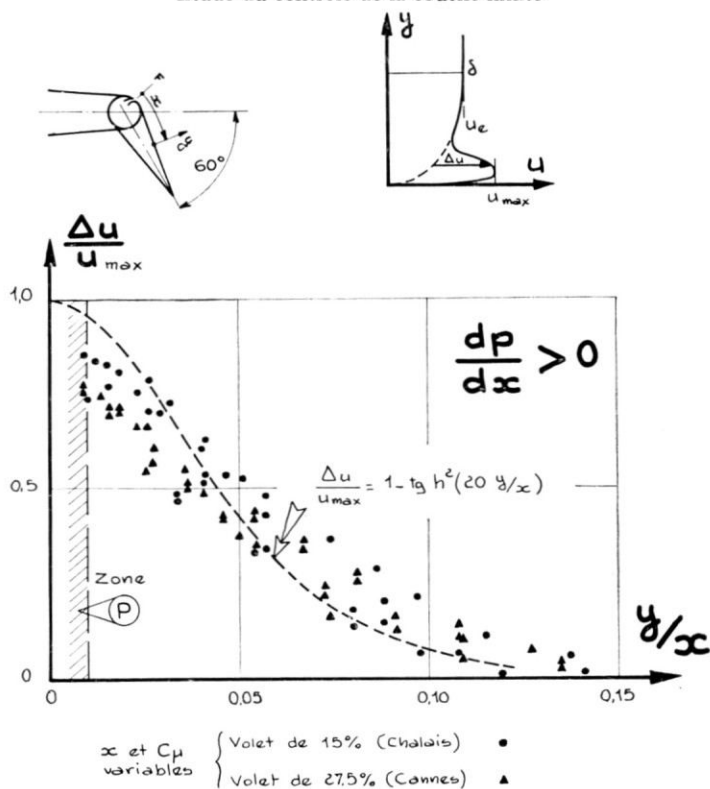


FIG. 15c. Profil de mélange avec gradient de pression positif.

de calculer  $u_{\max}$ ; cette détermination exige, naturellement, le calcul de l'écoulement réel dans la zone ( $M$ ).

La vitesse  $u_{\max}(0) = V_j$  pour  $x = 0$  étant connue ainsi que le profil  $u'(y)$  au droit de la fente, c'est-à-dire  $n(0)$  et  $\delta(0)$ , une méthode de calcul pas à pas de  $u_{\max}$  s'offre alors tout naturellement: on considère  $n(x)$ ,  $\delta(x)$ ,  $u_{\max}(x)$  comme connues pour  $x < x_0$ ,  $x_0$  étant l'abscisse pour laquelle on cherche à calculer  $u_{\max}$ .

En première approximation, on peut alors déterminer  $n(x_0)$  et  $\delta(x_0)$  par extrapolation des courbes  $n(x)$  et  $\delta(x)$  pour  $x < x_0$ , approximation suffisante pour le calcul de  $u_{\max}$ .

Pour ce calcul, il y a maintenant deux méthodes possibles:

1. Calcul global de l'écoulement dans ( $M$ ), à l'aide d'un bilan de la quantité de mouvement (méthode de von Kármán) en s'appuyant, par exemple, sur une forme *a priori* du profil des vitesses du type (3') ci-dessus.
2. Calcul de détail du profil des vitesses dans ( $M$ ), à l'aide d'une intégration par différences finies de l'équation du mouvement de Navier-Stokes, plus ou moins simplifiée.

La première méthode est plus rapide, mais moins exacte, surtout dans les détails; la deuxième est en principe aussi exacte que l'on veut, mais très laborieuse sauf dans quelques cas particuliers. Nous les exposerons l'une après l'autre :

Le système bidimensionnel qui résulte des équations de Navier-Stokes, en fluide incompressible, après simplification par l'hypothèse  $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$  de Prandtl :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U_e \frac{dU_e}{dx} + \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

est complété ici par les conditions aux limites suivantes :

(a)  $y = 0$ : Condition de symétrie,  $u(y) = u(-y)$ ,  $v(y) = -v(-y)$ ,  $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_p = 0$ , d'où  $v_p = 0$ , tandis que  $u_p = U_{\max}$  est inconnu.

(b)  $y \geq \delta$ :  $u = U_e$ ,  $v = 0$ ,  $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_e = 0$ .

On introduit la solution de (10),  $v - v_p = v = \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy$ , en (10) et on obtient par les méthodes habituelles, l'équation :

$$\int_0^\infty \frac{\partial}{\partial x} \left[ u(U_e - u) \right] dy + \frac{dU_e}{dx} \int_0^\infty (U_e - u) dy = 0 \quad (12)$$

Le deuxième membre provient, en effet, de  $\int_0^\infty \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} dy = \left[ \epsilon \frac{\partial u}{\partial y} \right]_0^\infty = 0$

Dans (12), on introduit l'expression (3') en faisant abstraction, pour l'intégration, de la différence entre les formes mathématique et physique de cette expression dans la zone (P).

On trouve alors, après une transformation simple, l'équation

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \int_0^\infty u'(U_e - u') dy + \frac{dU_e}{dx} \int_0^\infty (U_e - u') dy = 2 \frac{d}{dx} \int \left[ u' - u_{\max} \left( 1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x} \right) \right] dy \\ - U_e \frac{d}{dx} \int_0^\infty u_{\max} \left( 1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x} \right) dy + \frac{d}{dx} \int_0^\infty u_{\max}^2 \left( 1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x} \right) dy \quad (13) \end{aligned}$$

Or, d'après (8), le premier membre de cette équation est égal à  $\frac{\tau'_0}{\rho}$ ; on peut donc écrire, pour le second membre de (13)

$$2 \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} u' \cdot u_{\max} \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right) dy - U_e \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} u_{\max} \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right) dy + \frac{d}{dx} \int_0^{\infty} u_{\max}^2 \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right) dy = \frac{0,0005415 \cdot x \cdot u_{\max}^3}{h \cdot V_j^2} \left[ U_e \left(\frac{x}{10\delta}\right)^{\frac{1}{n}} - u_{\max} \right] \quad (14)$$

ce qui conduit, puisque  $U_{\max}$  ne dépend que de  $x$ , et compte tenu de ce que  $u' = U_e \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}$  est connu, à l'équation différentielle pour  $U_{\max}$ :

$$2 \frac{d}{dx} \left[ u_{\max} \int_0^{\infty} u' \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right) dy \right] - U_e \frac{d}{dx} \left[ u_{\max} \int_0^{\infty} \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right) dy \right] + \frac{d}{dx} \left[ u_{\max}^2 \int_0^{\infty} \left(1 - \operatorname{tgh}^2 \frac{20y}{x}\right)^2 dy \right] = \frac{0,0005415 \cdot u_{\max}^3}{h \cdot V_j^2} \left[ U_e \left(\frac{x}{10\delta}\right)^{\frac{1}{n}} - u_{\max} \right] \quad (14')$$

Sa solution fournit une valeur de  $U_{\max}$  qui permet, après introduction en (8), de résoudre le système (8) et (9); on trouve alors un couple de valeurs de  $n$  et  $\delta$  améliorées, permettant ainsi une itération du calcul de  $U_{\max}$  à l'aide de (14') et ainsi de suite.

Une première application, au cas de  $C_{\mu} = 0,04$  sur un volet braqué de  $60^{\circ}$ , a donné des résultats très encourageants pour  $n$  et  $\delta$  qu'on trouve représentés fig. 19a et b.

Cependant, la méthode globale développée ci-dessus ne permet pas la détermination, dans le détail, du profil des vitesses dans la zone ( $M$ ). Une telle connaissance détaillée serait, cependant, très importante en vue d'un contrôle de l'expression (5), adoptée pour  $\epsilon$ , par l'expérience. Ce calcul des valeurs individuelles des vitesses dans ( $M$ ) nécessite alors la mise en oeuvre d'une méthode plus puissante, celle des différences finies.

En partant, comme en p. 640, du système (10) et (11), nous pouvons nous restreindre, ici, à l'étude de la zone de mélange ( $M$ ); les conditions aux limites restent donc les mêmes pour  $y = 0$ , mais changent vers l'extérieur. En effet, la seule condition aux limites qui reste, est celle de "rattrapage" du profil  $u'(y)$  dans la zone ( $CL$ ); le procédé des différences finies permet d'ailleurs, comme toujours dans les problèmes de ce genre, de déterminer par le calcul même le lieu  $B$  de ce rattrapage. Cette limita-

tion à la zone ( $M$ ) nous permet de traiter le système (10) et (11) d'une manière différente de celle qui précède mais non moins efficace :

En effet, on peut écrire, d'après (11)

$$v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{\partial u}{\partial y} \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy.$$

Or, cette expression s'annule aux deux limites de la zone étudiée; de plus, dans cette zone, l'élément sous le signe somme change de signe, car  $\partial u / \partial x$  est négatif près de la paroi, positif au voisinage de  $B$ . On peut donc tenir compte de (11), en négligeant dans (10) le terme  $v \cdot \frac{\partial u}{\partial y}$ , simplification admissible dans ( $M$ ), mais non dans ( $CL$ ). Nous obtenons ainsi, après quelques transformations simples, l'équation :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} - U_e \cdot \frac{dU_e}{dx} - \epsilon \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (15)$$

où  $\epsilon$  est donné, comme auparavant, par la formule (4).

L'introduction de grandeurs sans dimension :

$$w = \frac{u}{V_j}, \quad \xi = \frac{x}{l}, \quad \eta = \frac{y}{\delta(0)}, \quad e = \frac{\epsilon}{\nu}, \quad R_\delta = \frac{V_j \cdot \delta(0)}{\nu}$$

donne alors :

$$w \frac{\partial w}{\partial \xi} = \frac{l}{\delta(0)} \cdot \frac{e(\xi)}{R_\delta} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + w_e \frac{\partial w_e}{\partial \xi} \quad (15')$$

On choisira par exemple pour  $l$ , la distance de la fente au bord de fuite prise sur l'extrados du volet.

Pour faciliter le traitement de cette équation par différences finies, on la linéarise partiellement en posant  $b = 1 - w$  et l'on trouve

$$\frac{\partial b}{\partial \xi} = b \cdot \frac{\partial b}{\partial \xi} + \frac{l}{\delta(0)} \cdot \frac{e(\xi)}{R_\delta} \cdot \frac{\partial^2 b}{\partial \eta^2} - w_e \frac{\partial w_e}{\partial \xi} \quad (16),$$

équation dans laquelle  $-w_e \frac{\partial w_e}{\partial \xi} = f(\xi)$  est une fonction donnée; d'autre

part,  $g(\xi) = \frac{l}{\delta(0)} \cdot \frac{e(\xi)}{R_\delta}$  peut être calculé, à l'aide de (4), pour toute distribution de vitesses  $b(\eta)$  déjà connue.

Dans un réseau de mailles ( $\Delta\xi$ ,  $\Delta\eta$ ), l'introduction de différences finies dans (16) conduit, par des transformations simples, à l'équation algébrique :

$$\begin{aligned} & b(\xi + \Delta\xi, \eta) = \\ & \frac{b(\xi, \eta) [1 - 0,5b(\xi - \Delta\xi, \eta)] + f(\xi) \cdot \Delta\xi + g(\xi) \frac{\Delta\xi}{\Delta\eta^2} [b(\xi, \eta + \Delta\eta) + b(\xi, \eta - \Delta\eta) - 2b(\xi, \eta)]}{1 - 0,5b(\xi, \eta)} \end{aligned} \quad (17)$$

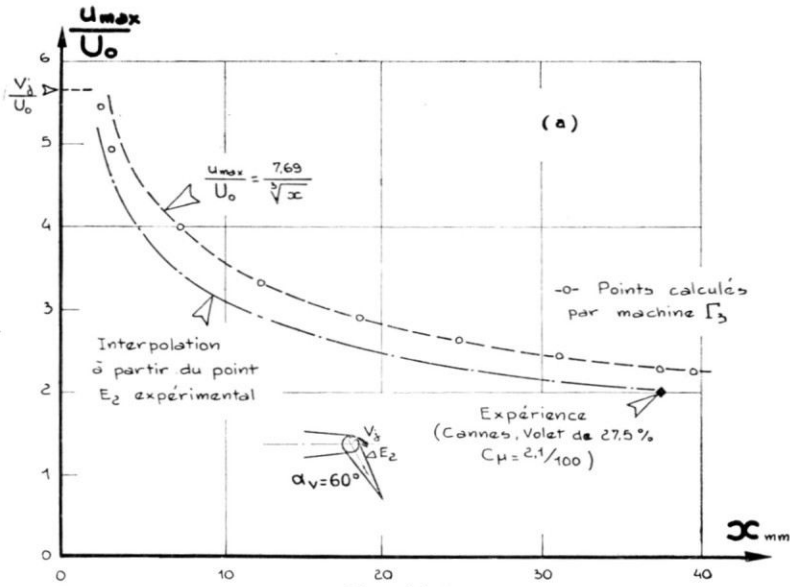


FIG. 16(a).

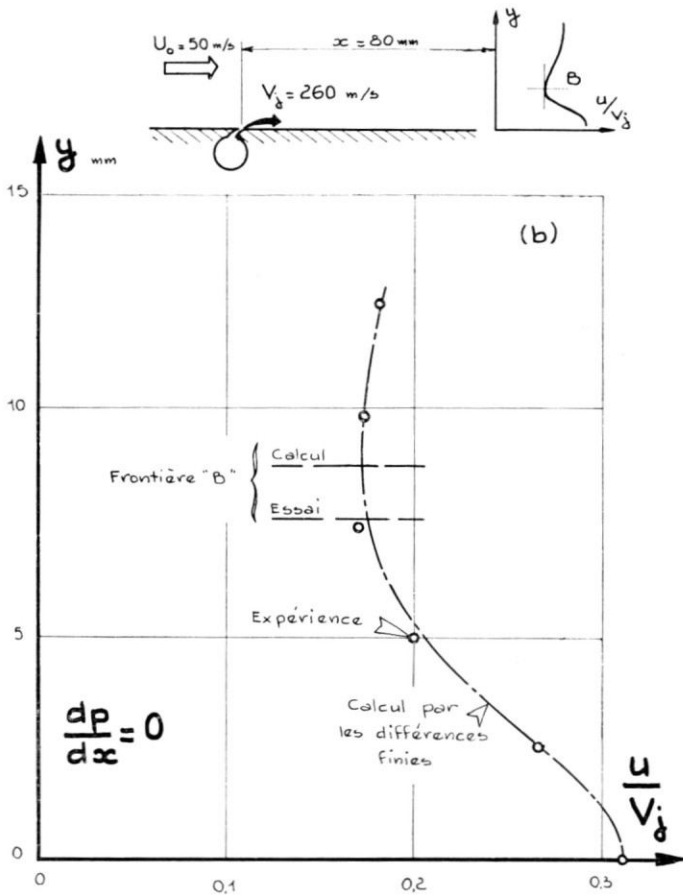


FIG. 16(b).



équation qui permet un calcul convergent du champ  $b(\xi, \eta)$  aussi longtemps que  $g(\xi) \frac{\Delta\xi}{\Delta\eta^2} < 1$ .

Ce calcul, dont le principe est bien connu, se développe de la manière suivante:

La distribution des valeurs  $b(\xi_0 + \Delta\xi, \eta)$ , pour un  $\xi_0$  donné, peut être calculée dans l'hypothèse que  $b(\xi, \eta)$  est connu pour  $\xi \leq \xi_0$ ; il suffit donc de disposer de deux profils initiaux consécutifs pour pouvoir appliquer (17) pas à pas.

Ces deux profils initiaux seront déterminés à l'aide de la théorie du jet plan:

Près de la fente et grâce à l'hypothèse de symétrie par rapport à  $y = 0$  on peut considérer, en effet, le jet comme étant un demi-jet plan, qui débouche dans un milieu au repos: la largeur de la fente et celle du jet dans l'aval immédiat de celle-ci, sont de l'ordre de l'épaisseur de la sous-couche laminaire; le jet se développe donc à l'origine dans un domaine de vitesses négligeables par rapport à  $V_j$ . D'autre part, pour  $\xi \sim 0$ , on a  $\frac{\partial p}{\partial \xi} \sim 0$ ; les conditions d'application de la théorie de Tollmien, Görtler et Reichardt sont donc bien réalisées.

On trouve alors, pour  $\xi \geq 0$ ,

$$b = 1 - 3,873 \sqrt{\frac{K}{V_j^2 \cdot l \cdot \xi}} \cdot \left[ 1 - \operatorname{tgh}^2 \left( \frac{10\delta(0)}{l} \cdot \frac{\eta}{\xi} \right) \right] \quad (18)$$

avec  $K = \frac{\mathfrak{J}}{\rho}$ , où  $\mathfrak{J}$  est la quantité de mouvement du jet par unité de temps et de longueur, déterminée à partir du  $C_\mu$  donné.

La formule (18) permet donc le calcul de deux profils initiaux et le démarrage du procédé pas à pas.

La limite de la zone ( $M$ ) est déterminée par la condition de "rattrapage" entre le profil des vitesses déterminé par (17) et la couche limite classique en ( $CL$ ) prolongée fictivement jusqu'à la paroi.

Ce calcul fournit des distributions assez détaillées des vitesses dans ( $M$ ) et conduit, en particulier, à la connaissance de  $b(\xi, 0)$  et—par conséquent—de  $U_{\max}(x)$ .

Il a pu être exécuté sur la calculatrice électronique de l'ONERA; les résultats (fig. 16(a) et 16(b)) sont très satisfaisants: ils confirment, par leur accord avec les expériences, les différentes hypothèses que nous avons faites et justifient en particulier *a posteriori* le choix partiellement arbitraire de l'expression (5) de  $\epsilon$ .

### 3. ÉTUDE GLOBALE DU RECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE PAR SOUFFLAGE

Après avoir justifié le choix d'un critère de recollement basé sur l'évolution de la portance en fonction de  $C_\mu$ , on étudiera dans ce chapitre

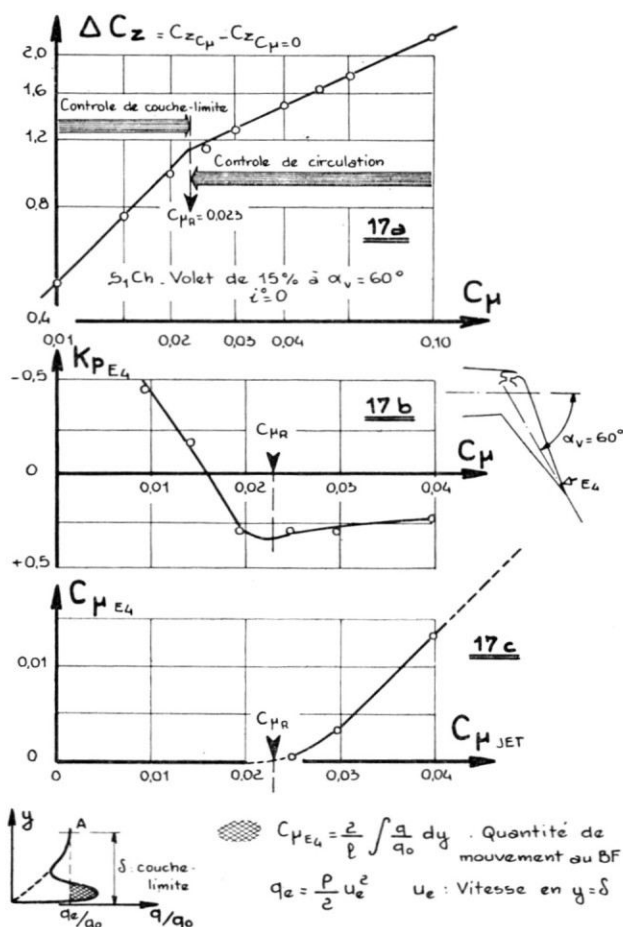


FIG. 17. Critères de recollement sur le volet de 15% à  $\alpha_v = 60^\circ$ .  
 S<sub>1</sub> CHALAIS.  $Re = 2,5 \cdot 10^6$ .

l'application du contrôle de couche limite sur volet en courant plan et sur diverses formes de voilures, en vue de dégager quelques règles simples utilisables par un bureau d'études pour dimensionner les dispositifs de soufflage et prévoir leur efficacité, avec une approximation acceptable au stade de l'avant-projet.

*Critères de recollement*

La méthode proposée consiste à rechercher à l'aide d'une mesure globale des efforts, la frontière entre deux types d'écoulements distincts apparaissant successivement sur une aile pour une intensité croissante du soufflage:

- durant une première phase où le recollement sur l'extrados du volet se rapproche du bord de fuite, l'augmentation de portance est sensiblement proportionnelle au  $C_\mu$  injecté,

— durant la deuxième phase, le jet a une intensité suffisante pour constituer un volet fluide prolongeant l'extrados en arrière du bord de fuite: dans ce régime d'hypercirculation, la portance augmente plus lentement que durant la phase de recollement ( $\Delta C_z$  varie approximativement comme  $\sqrt[3]{C_{\mu}}$ ).

La représentation logarithmique (figs. 17a et 18a) de l'augmentation de portance en fonction de  $C_{\mu}$  fait apparaître deux branches

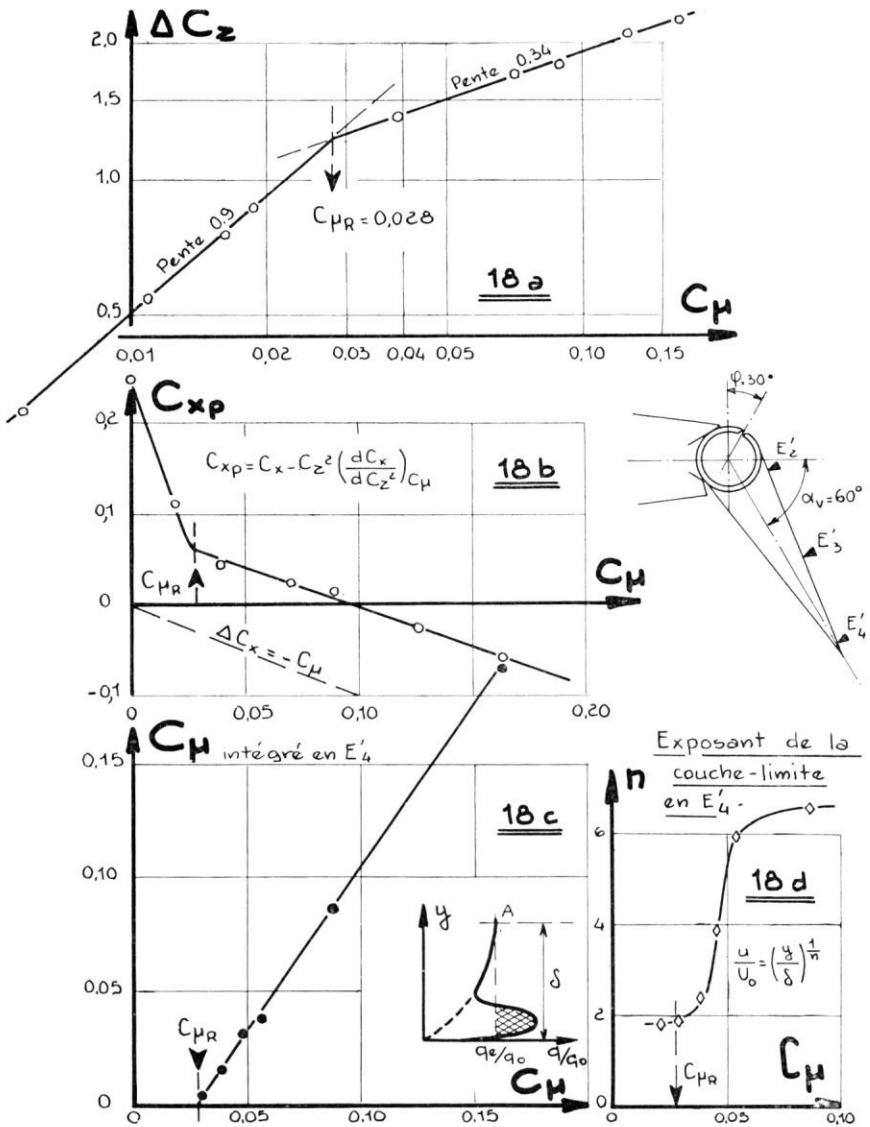


FIG. 18. Critères de recollement sur le volet de 27,5% à  $\alpha_n = 60^\circ$ .  
 $S_1$  CHALAIS  $Re = 2,5 \cdot 10^6$ .

sensiblement rectilignes, dont l'intersection définit une valeur critique  $C_{\mu R}$  caractérisant le recollement; cette méthode offre l'intérêt de fournir à partir des mesures courantes une valeur bien définie du  $C_{\mu R}$ .

La validité de ce critère est confirmée par 4 méthodes:

- (a) visualisation de l'écoulement par brin de soie collés sur l'extrados du volet,
- (b) variation du coefficient de pression  $K_p$  au voisinage du bord de fuite à l'extrados du volet (fig. 17b):  $K_p$  prend une valeur constante légèrement positive à partir de  $C_\mu = C_{\mu R}$  défini ci-dessus,
- (c) évolution de la quantité de mouvement résiduelle au bord de fuite: ce  $C_\mu$  résiduel est obtenu par intégration de la partie de la zone de mélange où  $u$  est supérieure à la vitesse  $U_e$  de l'écoulement potentiel au bord de fuite (figs. 17c et 18c),

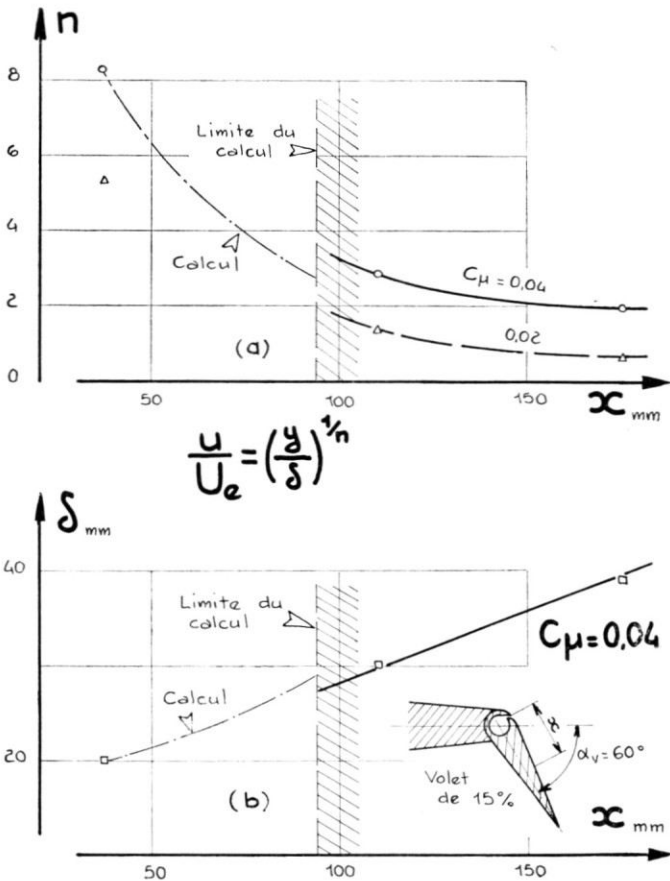


FIG. 19. Évolution calculée de la couche limite sur volet braqué avec soufflage.

Ce  $C_{\mu}$  résiduel varie proportionnellement à  $(C_{\mu} - C_{\mu_R})$  et pourrait servir de base au calcul de l'hypercirculation,

- (d) évolution de la résistance de profil à soufflage croissant (fig. 18b): le recollement progressif sur l'extrados du profil se traduit par une diminution rapide du  $C_x$  de forme, suivie d'une évolution proportionnelle au  $C_{\mu}$  injecté; ici encore, le  $C_{\mu}$  critique entre les 2 régimes est en bon accord avec  $C_{\mu_R}$  déterminé par l'évolution de la portance.

### *Efficacité du contrôle de couche limite*

Les mesures de portance effectuées récemment à l'ONERA, soit en courant plan, soit sur ailes d'envergure finie, ont eu pour but d'étudier la variation du  $C_{\mu_R}$  en fonction de divers paramètres et de contrôler dans quelle mesure la portance obtenue au recollement pouvait être prévue par la théorie de l'écoulement potentiel. Ces essais joints à ceux du NACA et du N.P.L. ont permis en outre de mettre en évidence sous une forme assez générale, la variation de la portance en fonction du coefficient de soufflage, au voisinage du recollement.

*Conditions de recollement en courant plan* – Les conditions d'essais entre panneaux dans les souffleries S1 Chalais et S1 Cannes ainsi que les différentes configurations de volets étudiées sont précisées dans l'annexe. Comme on vient de l'indiquer, ces essais nous ont permis d'étudier l'influence de divers paramètres sur le  $C_{\mu}$  nécessaire au recollement ( $C_{\mu_R}$ ) ainsi que sur le  $C_{\mu}$  nécessaire à l'obtention de la portance théorique due à l'effet de volet.

Pour la discussion de ce dernier point de vue, il a paru indispensable de tenir compte des pertes marginales de portance dues au montage entre panneaux: on a adopté à cet effet la formule de correction suivante:

$$C_{z_{v\infty}} = C_{z_{\text{expé}}} \cdot \frac{2\pi}{\left(\frac{dC_z}{di}\right)_{\alpha_v, C_{\mu}=0}}$$

où  $C_{z_{v\infty}}$  représente la portance corrigée qui serait obtenue dans un essai parfaitement bidimensionnel.

En outre, l'exploitation des essais entre panneaux a été effectuée à une incidence suffisamment faible ( $i = -3^\circ$ ) pour éviter dans tous les cas un décollement parasite au bord d'attaque (domaine linéaire de  $C_z, i$ ).

A partir de la courbe ( $C_{z_{v\infty}}, C_{\mu}$ ), on détermine ensuite la valeur critique de recollement  $C_{\mu_R}$  par le tracé de  $(\Delta C_{z_{v\infty}}, C_{\mu})$  en coordonnées logarithmiques.

La fig. 20 fournit un exemple d'une telle exploitation à partir d'un essai entre panneaux à la soufflerie de Cannes; l'ensemble des résultats

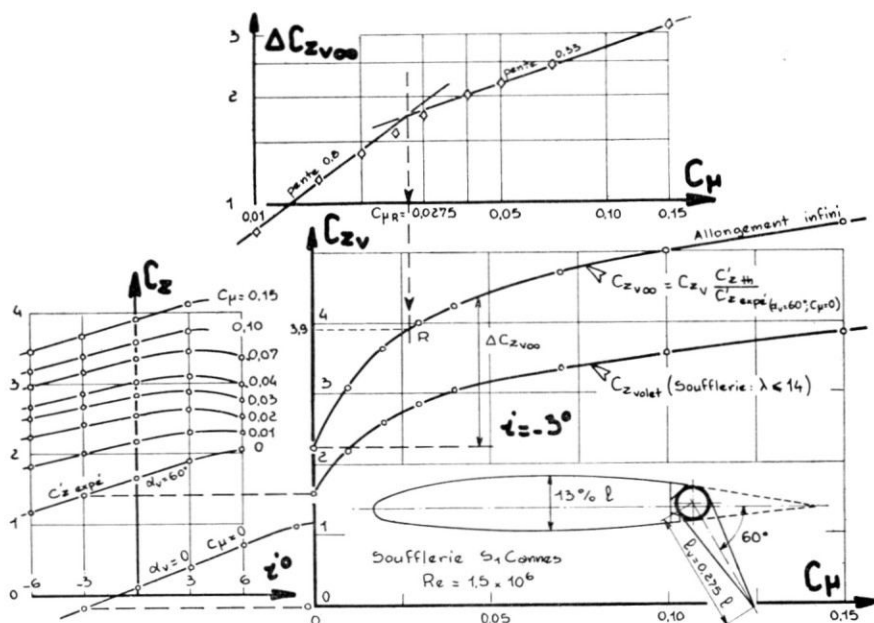


FIG. 20. Exploitation d'un essai de soufflage sur profil entre panneaux  
 (a) Courbes unitaires en soufflerie  $\alpha_v = 60^\circ$ .  
 (b) Calcul de l'effet de volet avec soufflage en envergure infinie.  
 (c) Recherche du  $C_{\mu}$  de recollement sur diagramme logarithmique.

pour des angles variables du braquage du volet de 27,5% de profondeur est représenté sur la fig. 21(a) : à chaque valeur de  $C_{\mu R}$  pour un braquage donné correspond une portance  $C_{z_{v\infty}}(C_{\mu R})$  qu'il est intéressant de comparer à la portance calculée(\*).

La fig. 21(b) ( $C_{z_{v\infty}}(C_{\mu R}), \alpha_v$ ) montre que les points expérimentaux sont très voisins de la droite théorique; ceci prouve que dans le cas actuel très favorable (faible incidence, d'où couche limite mince, et fente bien calibrée sans solution de continuité), l'écoulement prévu en fluide parfait est réalisé dès que l'intensité du soufflage atteint la valeur  $C_{\mu R}$  définie plus haut.

Cependant, dans la plupart des réalisations pratiques, il est impossible d'assurer un soufflage parfaitement régulier tout le long de l'envergure

\*Théorie de la ligne portante de Glauert:

$$C_{z_{v\text{ th}}} = \left( \frac{di}{d\alpha_v} \right) 2\pi\alpha_v \text{ radians}$$

avec  $\left( \frac{di}{d\alpha_v} \right) = 0,63$  pour un volet de 27,5% de profondeur<sup>(11)</sup>

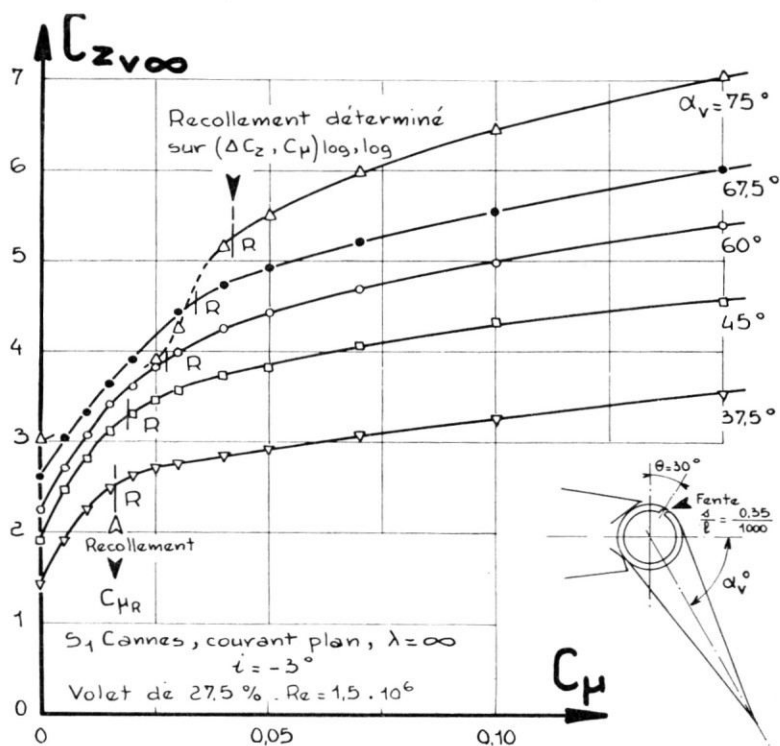


FIG. 21(a).

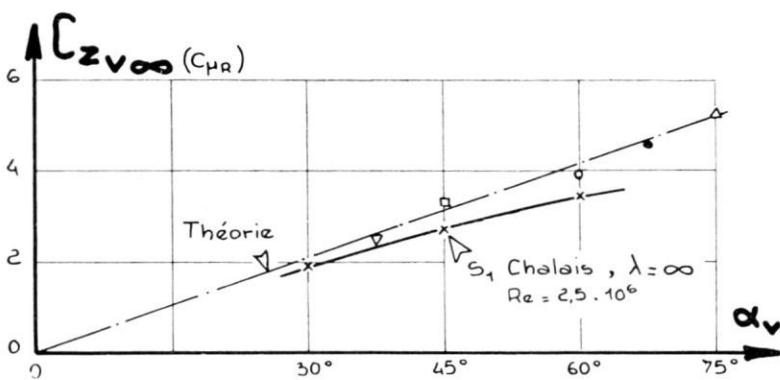


FIG. 21(b).

d'un volet soufflé et la portance obtenue pour la valeur de  $C_{\mu R}$  est inférieure à celle calculée; il est par contre normal de trouver dans ce cas une valeur plus faible de  $C_{\mu R}$  pour un braquage donné puisque le débit de quantité de mouvement soufflé est rapporté à une surface de référence

plus grande que celle qui correspondrait à l'envergure effective de la fente de soufflage.

Ce double phénomène apparaît dans la comparaison des résultats précédents à la soufflerie de Cannes avec ceux obtenus sur une même configuration d'aile et de volet à la soufflerie de Chalais; dans ce dernier cas, la fente n'étant pas continue en envergure, il se produisait, en aval des zones bouchées, des décollements locaux pratiquement irréductibles quelle que soit l'intensité du soufflage :

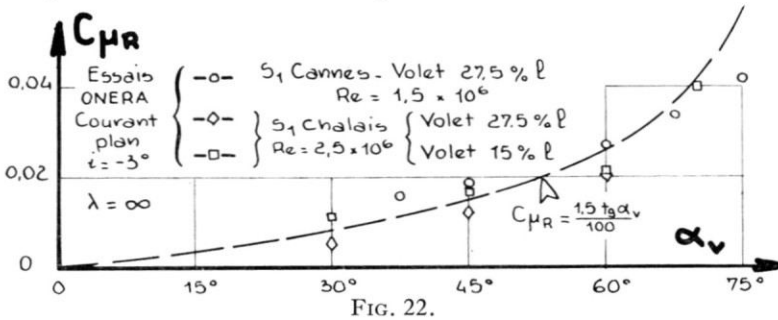


FIG. 22.

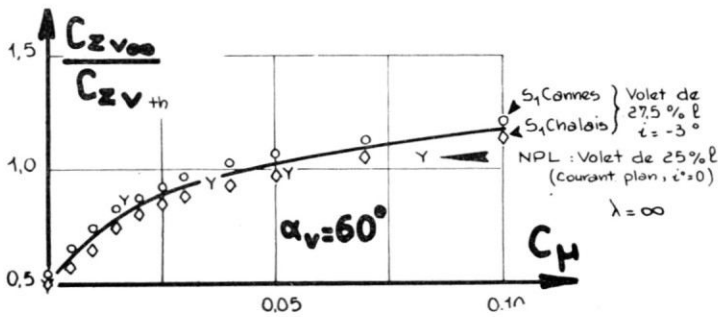


FIG. 23.

Sur fig. 22, on constate que les valeurs de  $C_{\mu R}$  en fonction du braquage sont toujours plus faibles à Chalais qu'à Cannes.

Sur fig. 23, on note par contre que la portance théorique pour  $\alpha_v = 60^\circ$  est atteinte à Cannes pour une valeur plus faible de  $C_{\mu}$  qu'à Chalais.

Notons que l'évolution de  $C_{\mu R}$  en fonction du braquage est assez bien représentée par une loi de la forme :  $C_{\mu R} = \frac{1,5}{100} \text{tg} \alpha_v$  (fig. 22).

L'évolution du rapport de la portance expérimentale à la portance calculée en fonction de  $C_{\mu}$  pour un braquage donné  $\alpha_v = 60^\circ$  (fig. 23) peut également être représenté par une courbe unique compensant les points expérimentaux provenant à la fois des essais de l'ONERA et du N.P.L.\*

\* Essais d'un profil de 8% d'épaisseur équipé d'un volet soufflé de 25% de profondeur, monté entre plaques de garde<sup>(13)</sup>; les résultats sont ramenés, ici également, à l'allongement infini.



*Influence de la profondeur du volet*—2 profondeurs de volets (27,5% et 15%) ont été comparées dans les mêmes conditions d'essais à Chalais; fig. 24 montre que, pour un braquage de 60°, le recollement est obtenu

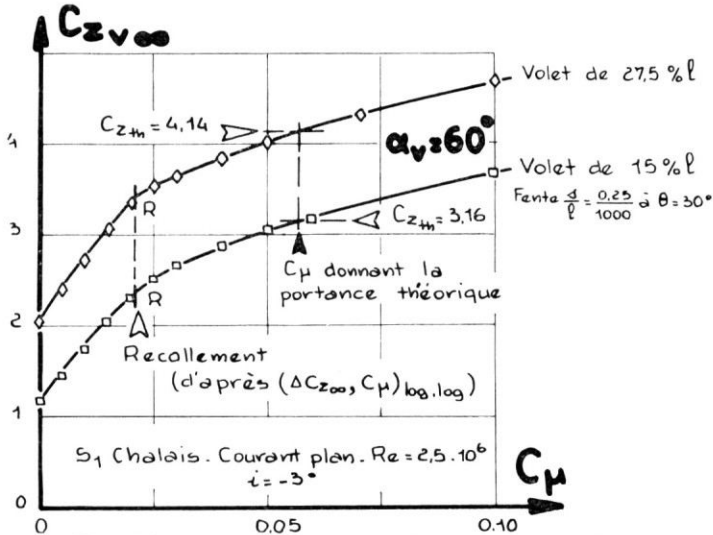


FIG. 24. Influence de la profondeur du volet soufflé.

pour la même valeur de  $C_{\mu R}$  dans les 2 cas; le  $C_{\mu}$  permettant d'atteindre la portance calculée est également le même pour les 2 profondeurs de volets.

Pour des braquages plus modérés, il semble que le recollement apparaisse plus tôt sur le grand volet (fig. 22).

*Influence de la largeur de fente*—La comparaison des résultats obtenus pour deux largeurs de fente sur un volet braqué à 60° (fig. 25) montre que

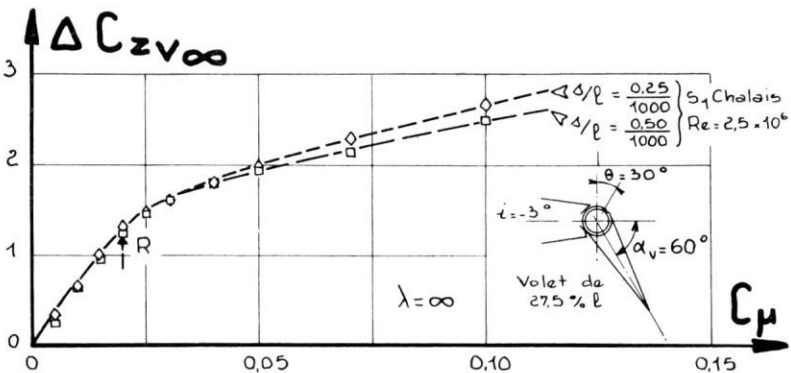


FIG. 25. Influence de la largeur de fente de soufflage.

ce paramètre n'intervient pratiquement pas dans le problème du recollement, du moins tant que la vitesse du jet reste très supérieure à la vitesse

locale au droit de la fente, ce qui est toujours le cas dans les installations utilisant de l'air comprimé à haute pression.

*Influence de la position de fente* – L'expérience montre que la position de la fente a une influence considérable sur le recollement aux grands braquages du volet; plusieurs positions de fente ont été expérimentées à Cannes sur le volet de 27,5% braqué à  $\alpha_v = 75^\circ$ : fig. 26 montre qu'une

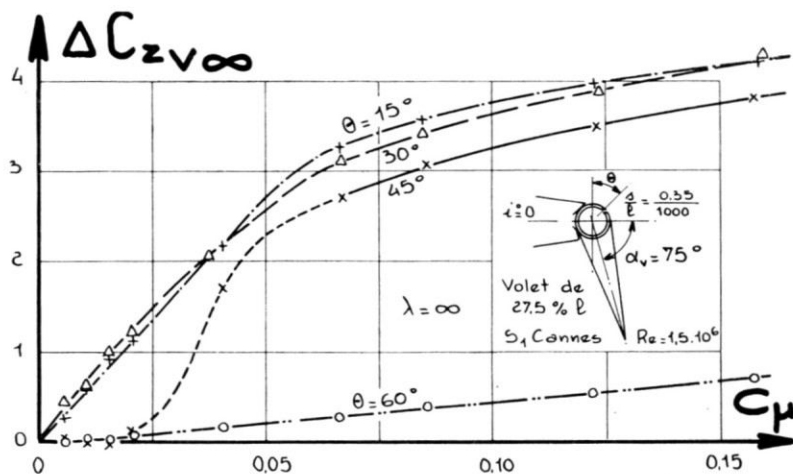


FIG. 26. Influence de la position de la fente de soufflage.

fente trop en aval ( $\theta = 60^\circ$ ) ne permet plus de maîtriser le décollement à l'articulation du volet; l'effet le plus progressif est obtenu ici pour  $\theta = 30^\circ$ ; aux braquages plus faibles, l'expérience montre que la position optimum est sensiblement à  $\theta = \alpha_v/2$ ; lorsque la fente est liée au volet, comme ici,  $\theta$  varie avec  $\alpha_v$ , et on adopte en général la valeur:  $\theta = \alpha_v - 30^\circ$ .

*Conditions de recollement sur les ailes d'envergure finie* – Pour l'ensemble des résultats expérimentaux analysés ici, le calcul de l'effet de volet a été effectué par la théorie simplifiée de la surface portante.\*

*Influence de la flèche et de l'envergure limitée des volets soufflés* – Des expériences ont été entreprises à la soufflerie de Cannes sur deux demi-maquettes dont les formes en plan se rapprochent de celles utilisées aux grandes vitesses: ailes minces d'allongement  $\lambda = 3$  et de flèches  $\varphi = 0^\circ$  et  $45^\circ$ , équipées toutes deux de volets de 27,5% de profondeur braqués à  $\alpha_v = 60^\circ$  et intéressant la moitié interne de l'envergure hors fuselage; les conditions d'essais sont précisées dans l'annexe.

\* Cf. J. DE YOUNG<sup>(11)</sup>

$$C_{z_v} = \left( \frac{di}{d\alpha_v} \right) \cdot C_{z_{\alpha_1}} \cdot \alpha_{v//}$$

$$\text{avec } C_{z_{\alpha_1}} = f(\lambda, \varphi^0, b_v)$$

$$\text{et } di/d\alpha_v = f(l_v/l);$$

$\alpha_{v//}$  est le braquage compté dans un plan parallèle à la vitesse  $U_0$ .

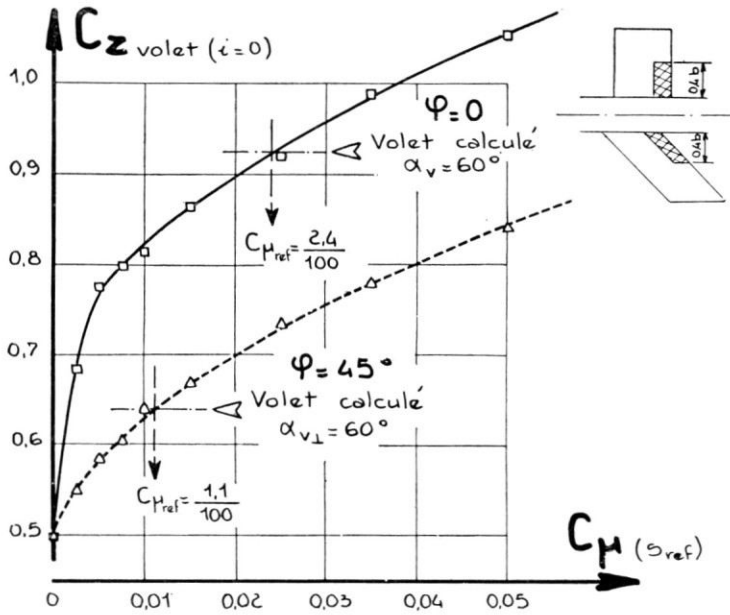


FIG. 27. Influence de la flèche sur l'efficacité du soufflage. Volet de 27,5%.

Fig. 27 fournit la portance à incidence nulle en fonction de l'intensité du soufflage (rapportée à la surface totale de l'aile):

$$C_{\mu \text{ ref.}} = q_m V_j \left/ \frac{\rho_0}{2} \cdot U_0^2 \cdot S_{\text{ref.}} \right.$$

On note d'abord que le recollement sur le volet de l'aile en flèche est très progressif et qu'on ne peut définir ici une valeur de  $C_{\mu R}$  par la représentation logarithmique habituelle; la visualisation de l'écoulement sur un volet ayant une flèche accentuée montre en effet qu'en l'absence de soufflage, il n'y a pas le décollement franc de l'extrados, mais un écoulement transversal organisé rendant le volet relativement efficace dès  $C_{\mu} = 0$ ; le gain de portance dû au soufflage sera donc ici moins important que pour un volet ayant une flèche modérée ou nulle à la charnière.

La fig. 27 montre également que la portance théorique est atteinte pour une valeur beaucoup plus faible de  $C_{\mu \text{ ref.}}$  pour l'aile en flèche que pour l'aile droite.

En vue de comparer ces résultats de soufflage à ceux obtenus en courant plan, il est nécessaire de considérer non plus la surface de référence classique mais celle intéressée par la fente (ici  $S_s = 0,4 S_{\text{ref.}}$ ) et de prendre comme vitesse de référence la composante normale à la charnière du volet,  $U_0 \cos \varphi_c$ <sup>(15)</sup>, qui intervient seule dans le phénomène du recollement.

ment; un nouveau coefficient de quantité de mouvement sera donc adopté dans ce qui suit:

$$C_{\mu\infty} = \frac{q_m V_j}{\frac{\rho_0}{2} (U_0 \cos \varphi_c)^2 \cdot S_s} = \frac{C_{\mu\text{ref.}}}{\left(\frac{S_s}{S_{\text{ref.}}}\right) \cdot \cos^2 \varphi_c}$$

l'introduction du terme de flèche (ici  $\cos^2 \varphi_c = 0,5$ ) justifie bien l'écart entre les  $C_{\mu\text{ref.}}$  nécessaires à l'obtention de la portance calculée pour  $\varphi = 0^\circ$  et  $\varphi = 45^\circ$  (fig. 26); d'autre part la représentation  $\frac{C_z \text{ expé}}{C_z \text{ th}}$

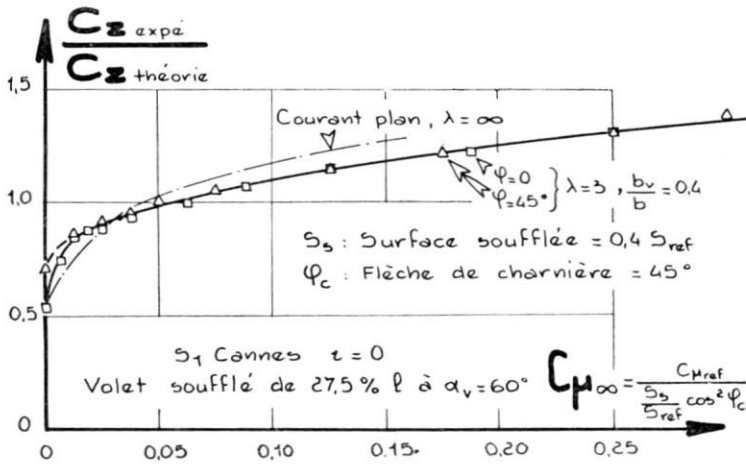


FIG. 28.

en fonction de  $C_{\mu\infty}$  (fig. 28) montre l'excellent regroupement des points expérimentaux relatifs à  $\varphi = 0$  et  $\varphi = 45^\circ$ ; enfin la courbe unique est assez voisine de celle déduite des essais en courant plan précédents (fig. 23); cependant la portance calculée est atteinte pour un  $C_{\mu}$  légèrement plus élevé qu'en courant plan en raison des pertes marginales, relativement importantes sur des volets de faible envergure.

*Synthèse des résultats en envergure finie* – Les résultats précédents ont pu ensuite être généralisés à l'aide de données expérimentales récentes publiées par le NACA et le N.P.L. et relatives aux cas suivants (conditions d'essais en annexe):

(a) *Essais du NACA sur une aile rectangulaire d'allongement  $\lambda = 3,3$  équipée de volets soufflés sur toute l'envergure*

La représentation logarithmique de l'augmentation de portance due au soufflage sur un volet de 33% de profondeur (fig. 29) permet de préciser pour chaque braquage la valeur de  $C_{\mu R}$ .

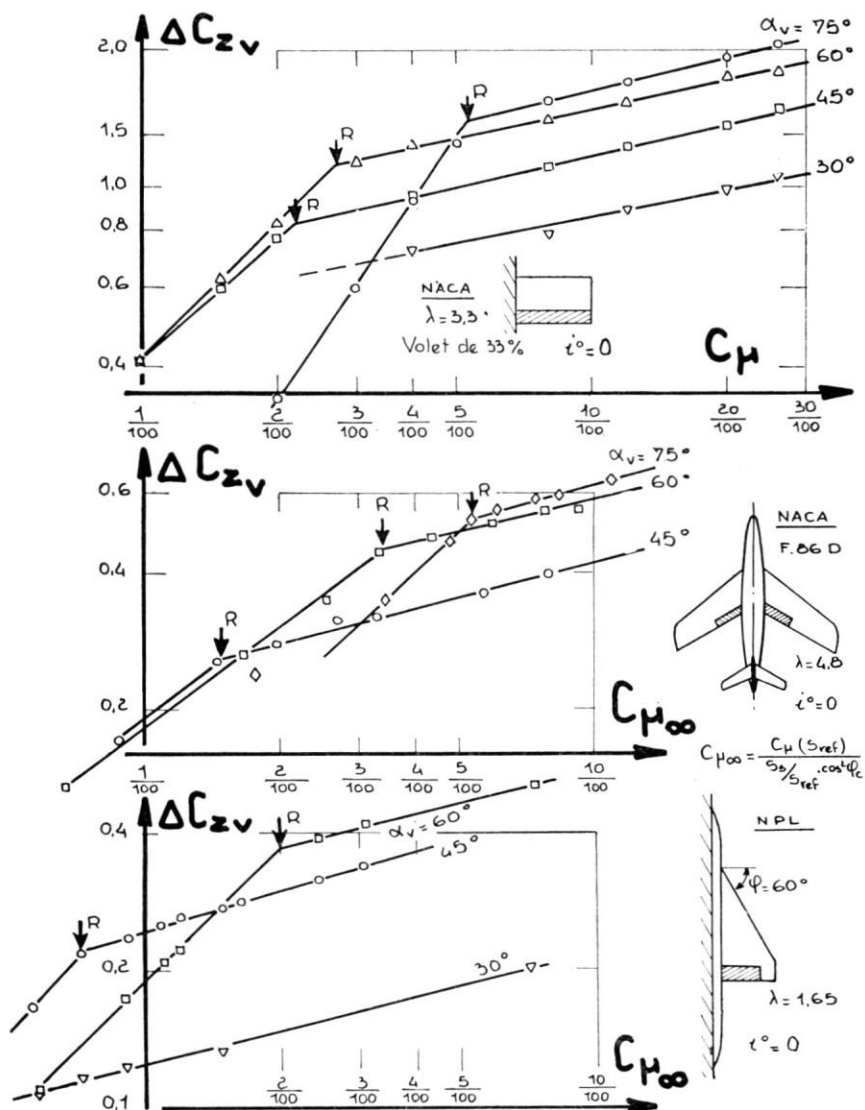


FIG. 29.

FIG. 30.

FIG. 31.

(b) Essais en vraie grandeur du NACA sur l'avion F. 86 D "SABRE"

La flèche à la charnière du volet étant faible ( $\varphi_0 = 27^\circ$ ), la détermination de  $C_{\mu R}$  par représentation logarithmique est aisée (fig. 30) et ces valeurs sont en excellent accord avec celles déterminées au NACA, à partir de l'évolution des  $Kp$  au bord de fuite et des visualisations.

(c) *Essais du N.P.L. sur une demi-maquette d'avion à aile delta*

La flèche de la charnière du volet étant nulle, la détermination de  $C_{\mu R}$  est aisée à partir de  $\alpha_v = 45^\circ$  (fig. 31); on note que le recollement apparaît nettement plus tôt que pour les formes en plan précédentes.

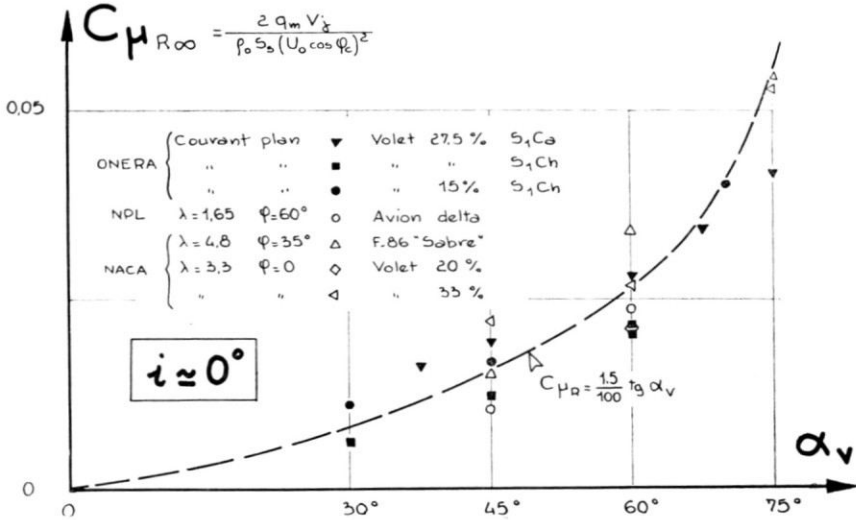


FIG. 32. Synthèse sur l'intensité du soufflage nécessaire au recollement en fonction du braquage du volet.

*Synthèse des résultats sur le critère de recollement  $C_{\mu R}$*  – La fig. 32 regroupe toutes les valeurs de  $C_{\mu R}$ , déterminées précédemment en courant plan et en envergure finie, en fonction du braquage du volet; malgré la dispersion des points expérimentaux, il est possible grâce à l'introduction du paramètre  $C_{\mu \infty}$  défini ci-dessus, de représenter ces résultats avec une précision acceptable en première approximation, par la loi empirique:

$$C_{\mu R} = \frac{1,5}{100} \operatorname{tg} \alpha_v, \text{ proposée pour les essais en courant plan.}$$

*Synthèse des résultats sur l'évolution de la portance en fonction de  $C_{\mu}$  au voisinage du recollement* – La fig. 33 présente l'ensemble des essais précédents en envergure finie sous forme d'un diagramme  $\left( \frac{C_{z_v \text{ expé}}}{C_{z_v \text{ th}}}, C_{\mu \infty} \right)$  pour un braquage de  $60^\circ$  des volets. (Rappelons que la portance théorique a été calculée par la méthode De Young).

Dans ce système de coordonnées réduites, les points expérimentaux sont remarquablement groupés au voisinage de la courbe relative aux essais en courant plan de l'ONERA.

En particulier, pour un volet braqué à  $60^\circ$ , valeur généralement utilisée à l'atterrissage, la portance calculée en supposant le fluide parfait est réalisée pour une intensité de soufflage:  $C_{\mu \infty} \leq 0,05$ .

Faute d'un nombre suffisant de points expérimentaux il n'a pas été

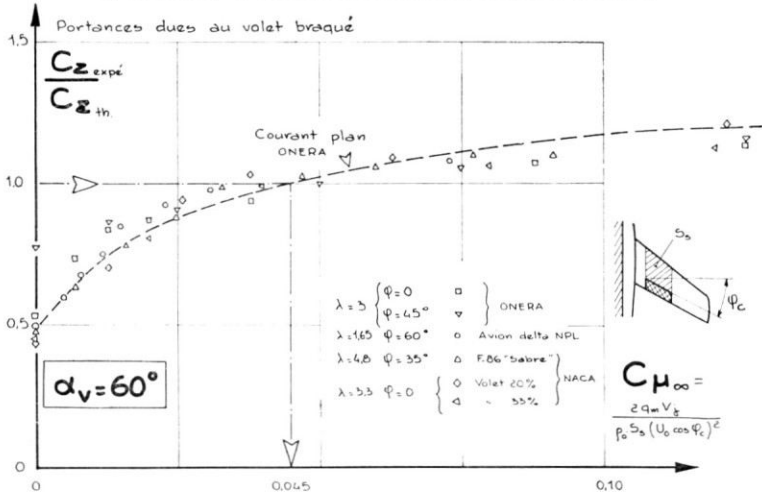


FIG. 33. Synthèse sur l'intensité de soufflage nécessaire à l'obtention de la portance calculée.

possible de dégager nettement la loi d'évolution de la portance en fonction du  $C_{\mu \infty}$  pour des braquages différents de  $60^\circ$ . Il semble cependant d'après les résultats connus pour  $\alpha_v = 45^\circ$  et  $75^\circ$ , que la valeur de  $C_{\mu \infty}$  nécessaire pour assurer la portance calculée varie proportionnellement à  $\text{tg} \alpha_v$ .

Bien que la validité de la méthode théorique servant au calcul de la portance soit contestable pour les faibles allongements, il y a lieu de noter qu'elle n'a été utilisée ici qu'à titre d'intermédiaire commode pour obtenir un regroupement d'expériences très variées; elle peut donc servir inversement pour calculer un ordre de grandeur raisonnable des portances à espérer et des quantités de mouvement à mettre en jeu dans une application pratique du contrôle de couche limite sur volets de courbure.

### CONCLUSION

L'analyse expérimentale du comportement d'un jet de soufflage tangentiel émis à la paroi d'un obstacle bidimensionnel en présence d'un écoulement extérieur uniforme ou non, nous a permis de mettre en évidence un certain nombre de propriétés de la région de mélange des deux écoulements et de dégager les bases d'une schématisation raisonnable de ce phénomène particulièrement complexe.

Nous avons ainsi pu admettre que sur chaque normale à la paroi, le profil de vitesse peut être considéré comme la superposition d'un profil de vitesse de couche limite turbulente ordinaire s'étendant jusqu'à la paroi et d'un profil de vitesse dont la forme se rapproche de celle d'un demi-jet libre en atmosphère immobile. Le premier de ces profils s'est révélé calculable par la méthode classique, en admettant que l'action du jet se réduisait en ce qui le concerne, à un effet d'entraînement à la paroi.

Nous avons alors tenté un calcul théorique complet par deux méthodes: d'une part la méthode des différences finies appliquées à l'intégration des équations de Navier-Stokes, d'autre part une méthode globale du type de von Kàrmàn.

La première de ces méthodes qui réduit au minimum le nombre des hypothèses indispensables, a pu être menée à bonne fin, ce qui, du point de vue théorique, constitue déjà un résultat appréciable. Les résultats numériques en accord acceptable avec l'expérience, justifient *a posteriori* la validité des hypothèses initiales.

La deuxième méthode n'est ici qu'esquissée, mais semble mériter que de nouveaux efforts soient consacrés à sa mise au point, étant donné sa relative simplicité et la diversité des problèmes auxquels elle pourrait s'appliquer.

Les résultats de la troisième partie de notre exposé comblent les lacunes de l'analyse précédente, en ce qui concerne le problème pratique du contrôle de la couche limite sur une voilure, et montrent que, du point de vue du bureau d'étude, cette question est maintenant assez convenablement élucidée pour permettre des prévisions d'avant-projet.

## REFERENCES

1. J. WILLIAMS, An analysis of data on blowing over trailing-edge flaps for increasing lift, C.P. 209, September 1954.  
British Research on boundary-layer control for high lift by blowing, R.A.E., T.M. Aero 536, November 1957.
2. PH. POISSON-QUINTON, Quelques aspects physiques du soufflage sur les ailes d'avion.  
*Tech. Sci. Aero.*, no. 4, 1956.  
*Jahrbuch 1956 der W.G.L.*  
*Douglas Aircraft Translation 1958.*
3. CH. W. HARPER, Increased usable lift through boundary layer control, I.A.S., R.A.E. Conference, London, September 1957.
4. L. CROCCO and LEES LESTER, A mixing theory for interaction between dissipative flows and nearly isentropic streams, *J. Aero. Soc.*, Vol. 19, no. 10, pp. 649-676.
5. A. CRAYA et R. CURTET, Sur l'évolution d'un jet en espace confiné, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, t. 241, no. 8, p. 621, 1955.
6. H. H. KORST and W. TRIPP, The pressure of a blunt trailing edge separating two supersonic two-dimensional air streams of different Mach number and stagnation pressure but identical stagnation temperature, *Proc. 5th Midwestern Conf. on Fluid Mechanics*, p. 187, 1957.
7. E. GRUSCHWITZ, Die turbulente Reibungsschicht in ebener Strömung mit Druckabfall und Druckanstieg, *Ing-Arch.*, Vol. 2, p. 321, 1931.
8. H. GORTLER, Berechnung von Aufgaben der freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes, *Zamm*, Vol. 22, p. 244, 1942.
9. E. A. EICHELBRENNER, Méthodes de calcul de la couche limite laminaire bidimensionnelle en régime compressible, O.N.E.R.A. public. 83 1956, Traduction anglaise Ministry of Supply TIL/T4712.
10. E. A. EICHELBRENNER, Conditions aux limites discontinues dans le cas d'écoulements en fluide visqueux, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, t. 244, p. 2676.



11. J. DE YOUNG, Theoretical symmetric span loading due to flap deflection for wings of arbitrary plan form at subsonic speeds, NACA Rep. no. 1071 1951.
12. J. G. LOWRY and E. C. POLHAMUS, A method for predicting lift increments due to flap deflection at low angles of attack in incompressible flow, NACA T.N. no. 3911 1957.
13. J. WILLIAMS and A. J. ALEXANDER, Pressure plotting measurements on an 8% thick aerofoil with trailing-edge flap blowing, N.P.L., 18.487 June 1956.
14. D. R. CROOM and T. R. TURNER, Low speed boundary-layer control investigation on a thin rectangular semispan wing with leading-edge and trailing-edge flaps, NACA R.M. L 57 J 15.
15. H. W. KELLY and W. H. TOLHURST, Full-scale wind-tunnel tests of a 35° sweptback wing airplane with high-velocity blowing over the trailing-edge flaps, NACA R.M. A 55 I 09.
16. J. WILLIAMS and A. J. ALEXANDER, A preliminary note on a wind-tunnel investigation of trailing-edge flap blowing on a 5% thick 60° delta wing, N.P.L. AERO, 321, March 1957.

## ANNEXE A

## CONDITIONS D'ESSAIS

## 1. ESSAIS EN COURANT PLAN DE L'ONERA

	S <sub>1</sub> CHALAIS	S <sub>1</sub> CANNES
Type de soufflerie:	Veine libre	Veine guidée
Section:	Ellipse (16 × 8 m <sup>2</sup> )	Cercle (D = 3 m)
Montage de l'aile:	Entre panneaux	Entre panneaux
Vitesse d'essai:	U <sub>0</sub> = 30 m/s	U <sub>0</sub> = 30 m/s
Nombre de Reynolds:	Re = 2,5 × 10 <sup>6</sup>	Re = 1,5 × 10 <sup>6</sup>
Corde de l'aile:	l = 1,2 m	l = 0,707 m
Envergure de l'aile:	2b = 3 m	2b = 1 m
Allongement effectif:	λ ≤ 11,5;	λ ≤ 14;
	$\left(\frac{d C_z}{d i^0} \leq 0,092\right)$	$\left(\frac{d C_z}{d i^0} \leq 0,095\right)$
Profil d'aile:	e/l = 13%; maître couple à 40% l rayon de B.A r/l = 1,5%; cambrure: f/l = 1%	
Volet de courbure:	l <sub>v</sub> /l = 27,5% et 15%	27,5%
Soufflage:	par fente solidaire du volet*	
Position de la fente:	(α <sub>v</sub> - θ) = 30°	θ variable
Largeur de fente:	s/l = 0,25 et 0,50/1000	s/l = 0,35/1000
Des plaques de garde marginales, solidaires des bouts d'aile, soustraient ceux-ci à la couche limite des panneaux.		
Les corrections de parois classiques ont été appliquées aux résultats.		

2. ESSAIS DE DEMI-MAQUETTES A LA SOUFFLERIE S<sub>1</sub> CANNES DE L'ONERA

Type de soufflerie:	Veine guidée
Section:	Circulaire (D = 3 m)
Montage:	½ maquette contre un panneau
Vitesse d'essai:	U <sub>0</sub> = 30 m/s
Nombre de Reynolds:	Re <sub>l</sub> = 1 × 10 <sup>6</sup>
Flèches des ailes:	φ = 0° et 45°

\* Pour toutes les configurations essayées par l'ONERA (convant plan et demi-maquettes), la conduite d'alimentation en air comprimé constituait le bord d'attaque circulaire du volet.

Corde des ailes:	$l = 0,5 \text{ m}$
$\frac{1}{2}$ envergure:	$b = 0,75 \text{ m}$
Allongement:	$\lambda = 3$
Effilement:	$\varepsilon = 1$
Profil:	NACA 64 A 008
Profondeur des volets:	$27,5\% \ l$
Envergure des volets:	$b_v = 0,4 \ b$ (de 0,2 à 0,6 $b$ )
Soufflage:	par fente solidaire du volet
Largeur de fente:	$s/l = 0,5 / 1000$
Position de la fente:	$\theta = 30^\circ$ pour $\alpha_v = 60^\circ$
Fuselage:	$D = 0,2b$

### 3. ESSAIS DU NACA

#### 3.1. *Demi-aile droite d'allongement* $\lambda = 3,3^{(14)}$

essayée à la soufflerie de Langley Field ( $2 \times 3 \text{ m}^2$ ) à un nombre de Reynolds  $Re = 1,9 \times 10^6$ ; profil de 4% d'épaisseur avec bord d'attaque pivotant braqué à  $30^\circ$ ; soufflage par fente liée à l'aile ( $s/l = 0,55/1000$ ) sur des volets de 20% et 33% s'étendant sur toute l'envergure.

#### 3.2. *Avion F86 D "SABRE"*<sup>(15)</sup>

essayé à la soufflerie vraie grandeur d'Ames ( $12 \times 24 \text{ m}^2$ ) à un nombre de Reynolds  $Re = 8 \times 10^6$ ; aile de flèche  $\varphi_{0,25} = 35^\circ$ , d'allongement  $\lambda = 4,8$ , profil de 11% d'épaisseur; soufflage par fente ( $s/l = 0,7/1000$ ), liée au volet de profondeur: 23%; envergure: 39% $b$ ; flèche à la charnière  $\varphi_c = 27^\circ$ .

### 4. ESSAIS DU N.P.L.

*Demi-avion delta*  $\varphi = 60^\circ$  d'allongement  $\lambda = 1,65^{(16)}$

essayé à la soufflerie de Teddington ( $4 \times 2,7 \text{ m}^2$ ) à un nombre de Reynolds  $Re = 2,4 \times 10^6$ ; profil de 5% d'épaisseur; soufflage par fente liée à l'aile ( $s/l = 0,17/1000$ ) sur un volet de profondeur constante (10% de l'axe) s'étendant sur 60% de l'envergure.

## DISCUSSION

S. LUTHANDER\*: It may perhaps be of interest to know that an elaborate study of flap-blowing on a three-dimensional wing has been performed at the Royal Institute of Technology, Stockholm, by Mr. S. O. Ridder. Three different plan forms were investigated in a  $5 \times 7 \text{ ft}$  wind tunnel. An internal six-component strain gauge balance was used, designed to allow high pressure air to be fed into the model. The results will be published in the KTH AERO Technical Notes series.

\* Professor, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden.